

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI “FEDERICO II”

in consorzio con

SECONDA UNIVERSITÀ DI NAPOLI

UNIVERSITÀ “PARTHENOPE” NAPOLI

in convenzione con

ISTITUTO PER L’AMBIENTE MARINO COSTIERO – C.N.R.

STAZIONE ZOOLOGICA “ANTON DOHRN”

Dottorato in Scienze ed Ingegneria del Mare

XVII ciclo

Tesi di Dottorato

Correntometria Lagrangiana nell’Oceano Meridionale

Candidato: Dott. Pierpaolo Falco

Tutor: Prof. Enrico Zambianchi

Il Coordinatore del Dottorato: Prof. Bruno D’Argenio

ANNO 2006

Introduzione	3
---------------------------	----------

Capitolo 1-La Corrente Circumpolare Antartica: masse d'acqua, struttura e dinamica

1.1 Definizione delle masse d'acqua antartiche	9
1.1.1 Subantarctic Mode Water (SAMW) e Antarctic Intermediate Water (AAIW).....	9
1.1.2 Circumpolar Deep Water (CDW).....	12
1.1.3 Antarctic Bottom Water (AABW).....	14
1.1.4 Variabilità delle masse d'acqua della ACC.....	17
1.2. Struttura e limiti della ACC.....	20
1.2.1 Fronte Sub Tropicale (STF).....	21
1.2.2 Fronte Sub Antartico (SAF).....	22
1.2.3 Fronte Polare (PF).....	23
1.2.4. Definizione dei limiti della ACC.....	24
1.3 Dinamica della ACC.....	27
1.4 Trasporto della ACC.....	30
1.5 Circolazione meridionale dell'Oceano Meridionale.....	32
1.6 Antarctic Circumpolar Wave (ACW).....	35

Capitolo 2-Materiale e metodi e il data set utilizzato

2.1 Il World Ocean Circulation Experiment (WOCE).....	40
2.2 Data set e strumentazione utilizzata.....	42
2.3 Trattamento dei dati grezzi ottenuti dalle boe.....	46
2.4 Distribuzione dei dati nello spazio e nel tempo.....	49

Capitolo 3-Descrizione pseudo-eureliana: determinazione del campo medio

3.1 Il problema in generale.....	52
3.2 Utilizzo delle funzioni <i>spline</i> per la determinazione del campo medio.....	54
3.3 Applicazione del metodo delle <i>spline</i> al data set dell'Oceano Meridionale.....	58
3.4 Risultati del campo medio.....	65
3.5 Trasporto superficiale.....	69

Capitolo 4-Energia cinetica media e flussi di quantità di moto indotti dalla componente turbolenta

4.1	Distribuzione dell'energia cinetica.....	73
4.1.1	<i>Energia cinetica del campo medio.....</i>	<i>74</i>
4.1.2	<i>Energia cinetica della componente turbolenta.....</i>	<i>76</i>
4.1.3	<i>Relazione tra EKE e MKE.....</i>	<i>79</i>
4.2	Interazione tra campo medio e la componente turbolenta.....	82
4.2.1	<i>Bilancio zonale del TEMF.....</i>	<i>85</i>

Capitolo 5 - Determinazione della componente del campo di velocità indotta dal vento

5.1	Equazioni del bilancio di Ekman e soluzioni.....	90
5.2	Metodi per la determinazione della componente ageostrofica.....	92
5.3	Determinazione della componente di Ekman nell'Oceano Meridionale.....	95
5.4	Determinazione della componente di Ekman utilizzando dati di boe e altimetrici – verifica dei risultati del modello.....	102

Capitolo 6 - Flussi di calori indotti dalla componente turbolenta

6.1	Stime di EHF da studi precedenti.....	110
6.2	Determinazione degli EHF dal data set WOCE.....	111
6.2.1	<i>Determinazione della componete fluttuante del campo di temperatura.....</i>	<i>113</i>
6.2.2	<i>Flussi di calore turbolenti: andamento in funzione dello spazi, media zonale e meridionale.....</i>	<i>116</i>

Conclusioni.....	120
-------------------------	------------

Bibliografia

Introduzione

Lo studio della dinamica dell'Oceano Meridionale nel corso degli anni ha evidenziato quanto l'andamento della circolazione oceanica e del clima più in generale, siano il risultato di processi che sono avvenuti e avvengono in questo settore del globo terrestre. Studi paleo-oceanografici hanno dimostrato come lo stato del clima in tempi antecedenti l'apertura dello Stretto di Drake (avvenuta circa 30 milioni di anni fa) era completamente differente rispetto a quello attuale, con condizioni meno estreme. Tali condizioni sono state documentate da ritrovamenti fossili, che hanno fornito elementi forti a conferma del differente ambiente che caratterizzava l'Antartide. Il distacco del continente antartico dal blocco meridionale americano, ha successivamente determinato condizioni tali da indurre un raffreddamento generale dell'Antartide con formazione di ghiaccio prima sulla terra emersa e successivamente anche sull'acque che la circondano; ha inoltre reso possibile la formazione della corrente oceanica più lunga in assoluto (circa 24000 km) ovvero la Corrente Circumpolare Antartica (ACC da ora in avanti nel testo).

L'ACC scorre illimitata zonalmente da ovest verso est attraversando tutti e tre i principali bacini oceanici, sostenuta dai forti venti occidentali che hanno un massimo di intensità quasi coincidente con l'asse della corrente e dove l'interazione con la topografia contribuisce alla re-distribuzione di energia cinetica associata sia al campo medio che alla componente turbolenta. In figura 1 è rappresentato l'Oceano Meridionale con evidenziate le principali strutture del fondo. L'ACC non è caratterizzata da alte velocità (come ad esempio la Corrente del Golfo) ma dal massimo valore di trasporto, stimato quest'ultimo tra 137 ± 9 Sv ($1 \text{ Sv} = 1 \text{ Sverdrup} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ sec}^{-1}$) nello stretto di Drake per aumentare fino a 147 ± 9 Sv a sud dell'Australia.

Sono stati numerosi i progetti internazionali di ricerca che hanno avuto come obiettivo lo studio della ACC. Molti degli aspetti fondamentali della sua dinamica tridimensionale sono stati messi in evidenza, così come il ruolo cruciale che svolge nel complesso sistema di correnti che costituisce la circolazione generale oceanica. Rimangono però punti molto importanti (come ad esempio il bilancio dinamico della corrente) sui quali la comunità scientifica internazionale dibatte e

lo sviluppo di modelli numerici di circolazione necessita ancora di ulteriori sforzi per giungere ad una simulazione realistica della corrente e dei complessi meccanismi che determinano il trasporto e la diffusione delle masse d'acqua.

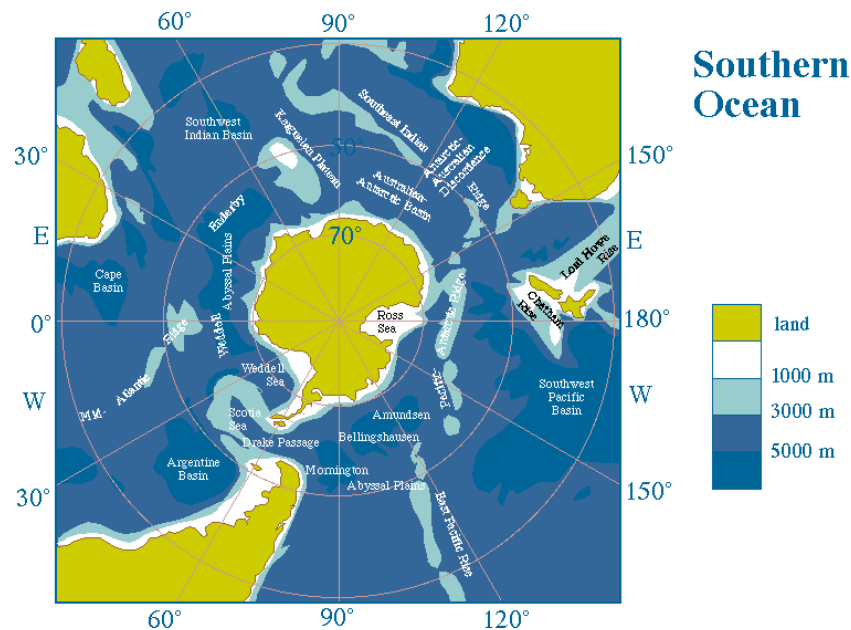


Figura 1 L'Oceano Meridionale e le sue principali strutture topografiche.

Schematicamente, il circuito tridimensionale a scala planetaria, può essere rappresentato come un percorso chiuso, lungo il quale masse d'acque di diversa natura ed origine si mescolano e modificano, trasportate ad una profondità determinata dal valore di densità. Forma e struttura dello schema rappresentativo della circolazione generale, è stato indicato inizialmente da Gordon (1986) e successivamente ripreso e definito da Broecker (1991), che per primo ha introdotto il concetto del *Conveyor Belt*. In figura 2 è riportato l'andamento del “nastro trasportatore” oceanico, dove in rosso e in blu sono indicati rispettivamente il percorso delle acque superficiali (detto anche ramo caldo) e delle acque di fondo (ramo freddo). Osservando quindi lo schema è possibile avere percezione immediata dell'importanza della ACC in un contesto di circolazione generale.

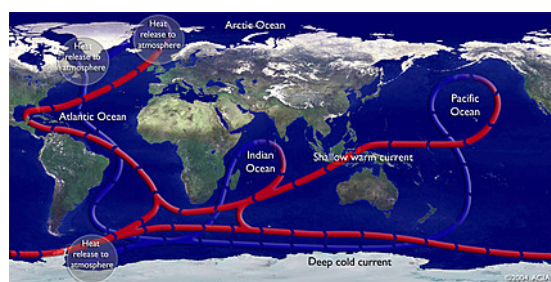


Figura 2 – Schema del Conveyor Belt globale

L'ACC infatti svolge il determinante ruolo di distribuire in tutti i bacini oceanici le acque fredde che scivolano in profondità e che si formano lungo il continente antartico, ma contribuisce anche a ridistribuire le acque dense e fredde che si formano nell'emisfero settentrionale, nel Mar del Labrador e mari di Norvegia e Groelandia, la cosiddetta North Atlantic Deep Water (NADW). La NADW scorrendo lungo il margine atlantico del continente americano raggiunge l'ACC nell'emisfero meridionale, dove la densità della massa d'acqua costituente l'ACC è tale da determinare il sollevamento della NADW fino in superficie. Qui, l'interazioni con l'atmosfera determinano flussi di calore, vapore e sale con conseguente trasformazione in acque nuovamente intermedie o profonde che andranno a ventilare i bacini oceanici e regolare il bilancio di calore all'interno degli oceani. In generale possiamo dire che l'ACC è determinate nel sostenere la *Meridional Overturning Circulation* (MOC), ovvero la cella verticale che rappresenta la circolazione termo-alina meridionale nei bacini oceanici. Inoltre, essendo zonalmente illimitata, l'ACC diventa veicolo per la trasmissioni di segnali o anomalie che si formano lungo il suo percorso e che vengono quindi trasportati dall'imponente flusso. Recenti risultati hanno amplificato l'interesse e l'attenzione nelle tele-conessioni tra l'Oceano Meridionale e i fenomeni che hanno luogo nella fascia tropicale e sub-tropicale. Ad esempio è stato possibile osservare il segnale del El Nino Southern Oscillation (ENSO), in differenti variabili ambientali nell'Oceano Meridionale e nelle regioni polari. L'intensità di tali connessioni è però molto variabile nel tempo e i meccanismi ancora poco compresi. In figura 3 è mostrato schematicamente la fenomenologia associata al *Antarctic Dipole* (Yuan e Martinson, 2001), ovvero la risposta del sistema oceano-atmosfera dell'Oceano Meridionale a segnali climatici provenienti dalla fascia tropicale.

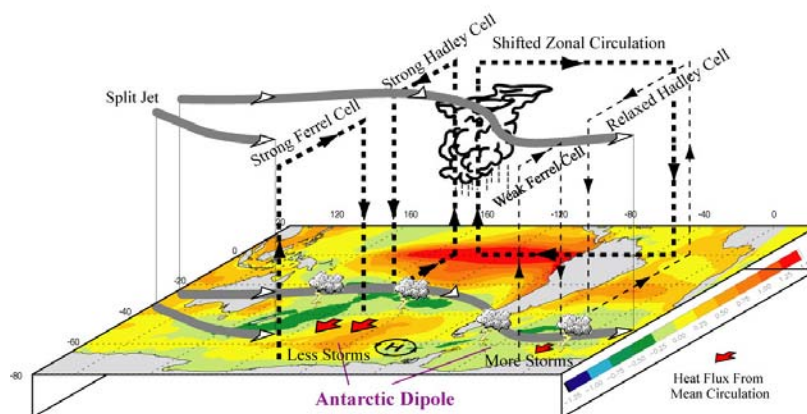


Figura 3 Fenomenologia associata al dipolo antartico , in corrispondenza della fase calda del ENSO

Il pattern risultante è di tipo bipolare, caratterizzato da anomalie di segno opposto nel Pacifico sud-orientale e nell'Atlantico sud-occidentale.

Una volta che si è stabilito, il dipolo antartico è sostenuto, attraverso flussi anomali di calore, dalla circolazione media atmosferica. Il pattern di propagazione delle anomalie è noto come Antarctic Circumpolar Wave (ACW), che a sua volta può essere legata ad un forzamento di origine tropicale (come verrà discusso nell'ultimo paragrafo del primo capitolo).

Le regioni polari sembrano quindi rispondere ai e guidare i cambiamenti climatici. Variazioni dell'estensione del ghiaccio, può avere significative influenze sul valore dell'albedo globale con un conseguente *feedback* positivo sui cambiamenti climatici. Circa il 40%, su scala globale, del guadagno di anidride carbonica di origine antropogenetica, avviene lungo il margine settentrionale dell'Oceano Meridionale; in tale contesto i modelli climatici stimano che il bilancio di CO₂ sarà negativo come conseguenza di variazioni della dinamica e della struttura della colonna d'acqua, a loro volta determinate dal riscaldamento indotto dall'effetto serra.

La comprensione quindi dei processi che avvengono nell'Oceano Meridionale è fondamentale sia se inquadrati in un contesto "locale", ma soprattutto se lo scopo è quello di descrivere il sistema oceano-atmosfera nel suo complesso, cercando di avere un quadro complessivo dei fenomeni e delle connessioni esistenti tra di essi.

In questo lavoro di tesi si è studiata la circolazione superficiale della ACC. I dati utilizzati sono stati ottenuti da boe superficiali del tipo SVP (*Surface Velocity Programme*, delle quali nel secondo capitolo verranno descritte caratteristiche e principio di funzionamento) rilasciate nell'ambito del World Ocean Circulation Experiment (WOCE). In generale, gli strumenti lagrangiani sono particolarmente adatti per studi di trasporto, in quanto danno informazioni dirette sul moto delle particelle d'acqua. Inoltre consentono una stima diretta dei principali parametri che caratterizzano la dinamica superficiale (alcuni aspetti a riguardo saranno trattati nel terzo capitolo) e permettono soprattutto di monitorare vaste aree delle quali, seguendo un approccio euleriano, non saremo in grado di fornire una visione complessiva dei processi che le caratterizzano. Le misure lagrangiane hanno consentito nel corso degli anni di acquisire preziose informazioni riguardo la dinamica delle principali correnti oceaniche e per lungo tempo, prima dell'avvento

dei satelliti, hanno rappresentato l'unico sistema per eseguire misure in simili contesti. Ma ancora oggi rappresentano un approccio valido anche se rapportate con misure da satellite; quest'ultime infatti sono limitate in precisione da una stima non ancora sufficientemente accurata del geode di riferimento ed infatti, al fine di validare le misure di corrente ottenute da satellite, vengono utilizzati proprio dati acquisiti da boe. Inoltre le misure da satellite forniscono una stima della sola componente geostrofica del campo di velocità. D'altro canto, è sempre più diffuso l'utilizzo congiunto di misure di corrente da satellite e dai *drifters*, come nel caso in cui si sia interessati ad isolare la componente del campo di velocità ageostrofica; in questi casi il campo geostrofico ottenuto da satellite può essere utilizzato per validare i modelli classici che risolvono la corrente indotta dal vento (argomento trattato nel quinto capitolo).

In generale, affinché sia possibile che un data set di misure lagrangiane possa fornire una descrizione significativa della dinamica di un determinato sistema di corrente e dei processi ad esso connessi, è necessario poter disporre di misure ripetute nel tempo e che coprano con sufficiente risoluzione spaziale l'area investigata. Queste sono però condizioni di difficile realizzazione, in quanto le cause che possono opporsi affinché si costruisca un data set avente le desiderate caratteristiche, sono di diversa natura e spesso fuori dal controllo di coloro che eseguono le misure (questi aspetti verranno discussi e approfonditi nel corso dei capitoli).

In generale è complicato riuscire a descrivere e separare il contributo dei moti a differente scala, cominciando con la separazione della componente stazionaria del campo totale di velocità (aspetto discusso nel terzo capitolo). Questo è un risultato importante da ottenere in senso assoluto, ma anche perché successivamente è possibile determinare la componente fluttuante, a cui si associa tutta l'attività *eddy* dell'area studiata. Nel caso della ACC, lo studio della componente turbolenta e di fenomeni ad essa associati sono di grande rilevanza, in quanto contribuiscono in modo significativo nei processi di distribuzione di quantità di moto e del calore (argomenti trattati rispettivamente nel quarto e nel sesto capitolo).

CAPITOLO 1

La Corrente Circumpolare Antartica: masse d'acqua, struttura e dinamica

1.1 Definizione delle masse d'acqua antartiche

Una definizione ormai accettata dei limiti della ACC è stata data da *Orsi et al.* (1995) che dall'analisi di tutti i dati idrologici raccolti e disponibili dell'Oceano Meridionale, hanno derivato le caratteristiche di grande scala della circolazione e individuato il limite settentrionale e meridionale della corrente. L'ACC è composta da masse d'acqua distinte ed il suo limite meridionale si basa proprio sulla brusca scomparsa del segnale di una di queste masse d'acqua. E' necessario quindi esaminarle singolarmente al fine di dare una visione completa della struttura verticale della corrente e successivamente per individuare correttamente i suoi margini estremi.

1.1.1 *Subantarctic Mode Water (SAMW) e Antarctic Intermediate Water (AAIW)*

La SAMW e la AAIW rappresentano le masse d'acqua che occupano lo strato intermedio della ACC. Entrambe seguono il flusso zonale della corrente, ma vengono anche trasportate verso nord con la SAMW soprastante la AAIW. Il percorso congiunto delle due masse d'acqua è stato oggetto di numerosi studi in quanto esse partecipano attivamente sia a processi di grande scala (Meridional Overturning Circulation, MOC – *Schmitz*, 1995) che a processi a scale di bacino (ventilazione del basso termocline, *Bindoff e McDougall*, 1994) ed infine a processi di scambio lungo la verticale (flussi attraverso le isopiche, *Rintoul e England*, 2002).

Per *mode water* si intende una massa d'acqua i cui valori caratteristici di temperatura e/o densità variano poco con la profondità (scarsa stratificazione, Open University Course Team, 2002). La persistenza dei parametri delle *mode waters* le rende ideali per studi climatici in quanto, anche lontano dal luogo di generazione, è possibile riscontrare tracce delle caratteristiche originali. La formazione può aver luogo quando l'interazione di acque superficiali con

l'atmosfera o con masse d'acque adiacenti, determina una convezione profonda con conseguente formazione di uno strato mescolato con ampiezza funzione dell'intensità della convezione e della struttura verticale degli strati sottostanti. I processi di mescolamento in profondità sono generalmente meno energetici rispetto alla superficie, aspetto quest'ultimo che induce la conservazione delle proprietà della massa d'acqua che si è formata.

La SAMW si forma in inverno nel settore più settentrionale della ACC, dove ha luogo la convezione che conferisce alla massa d'acqua le proprietà che maggiormente la caratterizzano ovvero: uno strato più o meno profondo di densità pressoché costante (vedi figura 1) con alti valori di ossigeno (McCarteney, 1977). Tali proprietà diventano dei veri e propri traccianti della SAMW che può essere seguita lungo il suo percorso partendo dalle zone di formazione nell'Oceano Meridionale fino alla zona di influenza dei gyres sub-tropicali, dove contribuisce al rinnovo delle acque presenti alla base del termoclino. Quest'ultimo aspetto rende particolarmente interessante lo studio della variabilità della SAMW ed a riguardo due principali teorie sono dibattute: la più "scontata" punta sulla variabilità dei flussi di calore atmosfera-oceano ma, un aspetto da considerare ulteriormente è come incide il trasporto legato al vento che agisce sulla superficie dell'oceano (trasporto di Ekman). Il trasporto di Ekman determina un movimento della massa d'acqua, che occupa lo strato più superficiale, verso nord. Al variare quindi dello stress del vento, si determina una variazione nel trasporto di acqua superficiale, proveniente da latitudine inferiori (fascia sub-antartica¹), nella zona di formazione della SAMW (Rintoul e England, 2002).

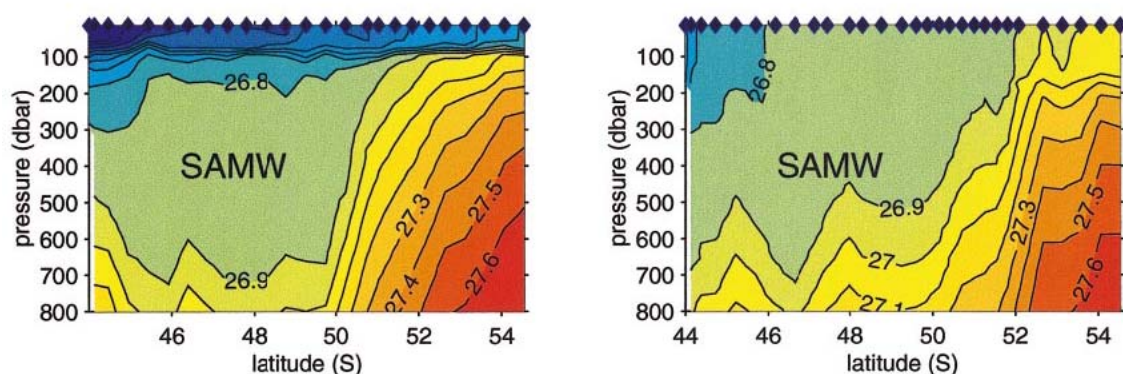


Figura 1-1 Sezione verticale della densità potenziale (kg m^{-3}) rilevata lungo la sezione S3 del progetto WOCE, relative al mese di marzo 1993 (a sinistra) e a maggio 1995 (a destra) (da Rintoul e England, 2002)

¹ Per fascia sub-antartica si intende l'area oceanica compresa tra il fronte sub-tropicale e il fronte sub-antartico. Entrambi verranno meglio definiti in seguito nel testo.

Sebbene (come mostrato in figura 1) la densità vari poco, con valori di densità neutrale² (*Jackett e MacDougall*, 1997) γ^n compresi tra 26.9-27 kg m⁻³, i valori di temperatura e salinità che caratterizzano la SAMW variano significativamente e generalmente sono tali da non alterare il valore di densità e quindi la profondità a cui è possibile incontrarla.

Il segnale di AAIW lungo la colonna d'acqua è dato da un minimo in salinità a quote intermedie, è presente in tutti i bacini oceanici e si estende, partendo dall'area del Fronte Polare, fino ai gyres subtropicali ad una profondità di circa 1000 m. Nel settore Atlantico la presenza di AAIW è verificata anche oltre il parallelo dei 30° N (*Talley*, 1996), come dimostra la sezione verticale della salinità in figura 2. Va sottolineato come proprio nell'oceano Atlantico, l'AAIW contribuisca alla MOC bilanciando in parte il flusso verso sud di acqua profonda di origine artica (North Atlantic Deep Water – NADW, *Schmitz*, 1995). Solo nell'oceano Pacifico il segnale di AAIW non si trova a nord dell'equatore.

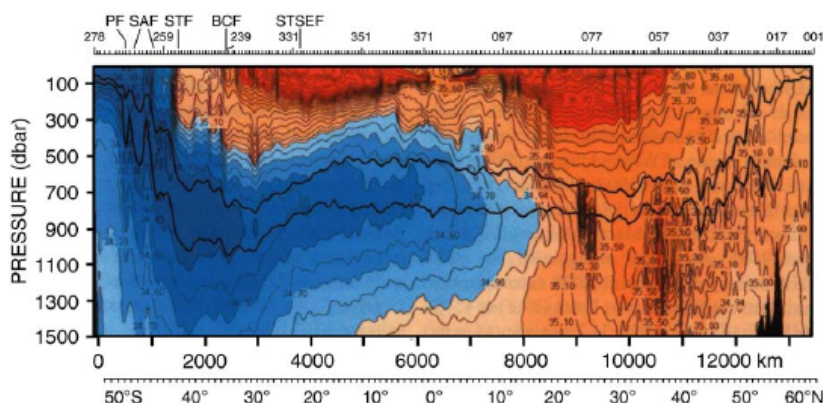


Figura 1-2 Sezione della salinità lungo il meridiano di longitudine 25° W (da Núñez-Riboni et al., 2005)

Ci sono differenti teorie su come avvenga il processo di formazione dell'AAIW. La più fredda e meno salata varietà di SAMW nel settore suo-orientale dell'oceano Pacifico e in quello sud-occidentale dell'oceano Atlantico (determinata dalla progressiva riduzione di temperatura e salinità che avvengono lungo il percorso, dovuti a intensi fenomeni di mescolamento invernale) sembra rifornire la AAIW. In queste due regioni diagrammi T-S ottenuti da misure *in situ*, dimostrano che le due masse d'acqua hanno proprietà del tutto simili e che il meccanismo di formazione della AAIW sia direttamente collegato alla SAMW (*McCartney*, 1977).

² Usando la densità neutra γ^n si evita il problema di dover scegliere un livello di riferimento, come generalmente si fa con la densità potenziale, che può andar bene in certe zone ma non in altre. In questo modo in oltre si usa una variabile che è riferita localmente. Per maggiori dettagli vedere Jackett e MacDougall, (1997)

Altri autori (ad esempio *Molinelli*, 1982) hanno prospettato come possibile meccanismo di formazione i processi di mescolamento di acqua superficiale con acque più profonde, processi che avvengono nella fascia sub-antartica e lungo linee di ugual densità (isopiche). Infine *Sloyan e Rintoul* (2001) hanno messo in evidenza come sia meccanismi di trasformazione dello strato superficiale che meccanismi di scambio aria-mare, laddove la SAMW affiora in superficie forzata dall'andamento delle isopiche, contribuiscono alla formazione di AAIW.

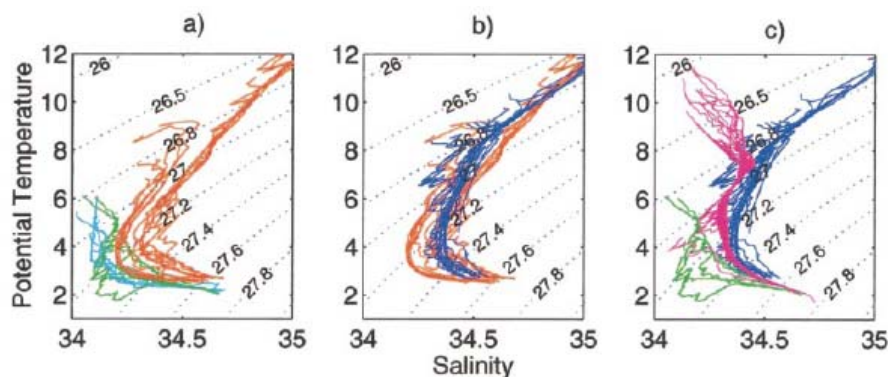


Figura 1-3 Diagrammi θ -S relativi a misure avvenute nei tre bacini oceanici dell'Oceano Meridionale. a) Atlantico b) Indiano e c) Pacifico. I diversi colori delle curve indicano che le misure sono avvenute in aree differenti (da *Sloyan e Rintoul*, 2001)

In figura 3 sono riportati i diagrammi θ -S relativi a misure effettuate nei tre settori dell'Oceano Meridionale. In tutti e tre i bacini oceanici la SAMW e l'AAIW sono bene identificabili con la SAMW caratterizzata da valori di densità potenziale compresi tra 26.0 – 27 e la AAIW da valori leggermente più elevati, 27.0-27.4.

1.1.2 Circumpolar Deep Water (CDW)

La massa d'acqua che maggiormente caratterizza la ACC è la CDW in quanto tra le differenti masse d'acqua trasportate dalla corrente, è quella che occupa il maggior volume (grosso modo dai 1000 fino ai 3000 m in tutti i bacini) ed inoltre partecipa alla maggioranza dei processi di formazione delle altre masse d'acqua di origine antartico. Avere una conoscenza approfondita dei processi di mescolamento a cui la CDW partecipa sia durante il percorso lungo la ACC che quando si espande verso sud entrando nel regime di correnti sub-polare, risulterebbe in una maggiore comprensione della *overturning circulation* nell'Oceano Meridionale e dell'impatto che ha sul clima globale

La CDW è il prodotto di processi di mescolamento della NADW sia con acque profonde dai bacini oceanici dell'Indiano e del Pacifico (meno dense) che con acque profonde di origine antartica (più dense). Tali processi avvengono lungo il

percorso che segue la NADW una volta che è stata inglobata dall'ACC e segnano i parametri della costituita CDW in modo tale da riconoscere la differente origine dei corpi d'acqua che a tali processi partecipano. Già prima della metà del secolo scorso, H. Sverdrup era riuscito a differenziare la CDW dalle masse che ad essa danno origine assegnandole anche il nome. Di fatto può essere scomposta in due corpi principali: il primo occupa lo strato meno profondo e può essere identificato lungo la colonna d'acqua da un minimo del contenuto di ossigeno (i.e. *Orsi et al.*, 2002). Questa caratteristica è il risultato di processi di mescolamento che avvengono con le acque profonde dell'Oceano Indiano settentrionale (North Indian Deep Water – NIDW) e del Pacifico (North Pacific Deep Water – NPDW) e la massa d'acqua che ne risulta è detta Upper Circumpolar Deep Water (UCDW). La Lower Circumpolar Deep Water (LCDW) è invece caratterizzata da un massimo di salinità come diretta conseguenza dell'input di NADW nella ACC. Nonostante la progressiva diminuzione del valore di salinità che avviene lungo percorso che porta la NADW nella ACC, diluizione determinata dal mescolamento con AAIW negli strati più alti e con l'ACC Bottom Water (ACCbw di cui si dirà in seguito) negli strati più profondi, il suo ingresso nella corrente è marcato da un vistoso massimo in salinità (salinità > 34.74 psu), valore ancora superiore a quello che caratterizza la CDW con più alto contenuto di sale. La LCDW si diffonde inoltre verso sud, avendo una densità tale da scorrere negli strati sottostanti le acque superficiali ed intermedie antartiche giungendo sino alla piattaforma continentale dove, mescolandosi con acque che dalla piattaforma provengono (Shelf Water – SW), darà luogo ad una massa d'acqua molto densa, tale da precipitare verso il fondo fino alla profondità di equilibrio (che spesso coincide con il fondo). La contro-circolazione di queste acque dense (figura 4), si muove verso nord fino a giungere nuovamente nell'area della ACC dove determinerà una diminuzione sia di temperatura che di salinità della CDW (*Orsi et al.*, 1995). La massa d'acqua, prodotto finale di quest'ultimo processo di mescolamento, viene ulteriormente diffusa verso nord, attraverso sistemi di correnti profonde che si staccano dalla ACC e scorrono lungo i margini occidentali dei continenti determinando il complesso sistema attraverso il quale le acque di origine antartico vanno a riempire i bacini profondi degli oceani.

In figura 4 con l'acronimo MCDW è stata indicata la CDW modificata (Modified Circumpolar Deep Water), prodotta dal mescolamento della LCDW con le acque superficiali antartiche (AASW).

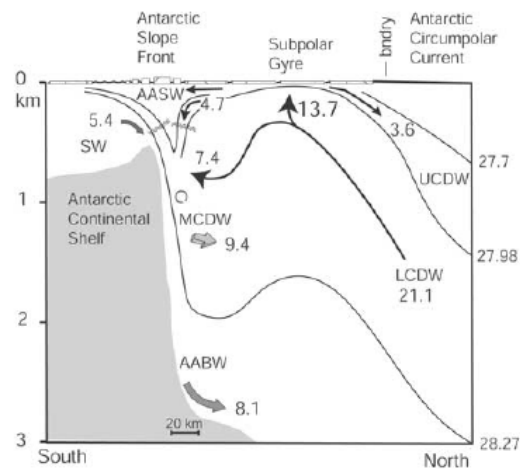


Figura 1-4 Schema della circolazione per meridiano a sud della ACC. I numeri prossimi alle frecce corrispondono a stime di trasporto delle differenti masse d'acque. Le linee continue rappresentano le isopiche che limitano gli strati profondi di interesse (da Orsi et al., 2002)

La MCDW è il prodotto di intensi processi di mescolamento che avvengono attraverso le isopiche al largo della piattaforma antartica da dove si muove, in direzione opposta rispetto alla LCDW, lungo superfici a densità costante.

1.1.3 Antarctic Bottom Water (AABW)

L'AABW e la NADW sono le due masse d'acqua che maggiormente caratterizzano il ramo freddo del *conveyor belt*. In particolare l'AABW è la massa d'acqua più diffusa, si trova infatti nei tre bacini oceanici ed in particolare nei settori più meridionali (figura 5).

Le principali zone di formazione di AABW sono il Mare di Weddel (dove si crea più di metà del volume totale), il mare di Ross (dove si forma il volume a più alto contenuto di sale), la costa della terra di Adelia e la baia di Prydz (figura 5), anche se altre zone sembrano essere siti di formazione di AABW. L'AABW è il prodotto finale di un processo che comincia con la determinazione di una prima massa d'acqua ad alto contenuto di sale, la High Salinity Shelf Water (HSSW), che si forma sulla piattaforma continentale e che per processi caratteristici delle zone polari si arricchisce in contenuto di sale. In queste aree, dove l'atmosfera è a diretto contatto con la superficie del mare, i processi di scambio si amplificano e i flussi di calore e vapore, che localmente hanno influenze importanti sui processi di

formazione delle masse d'acqua, possono trasmettersi su scale spaziali superiori (Budillon *et al.*, 2000).

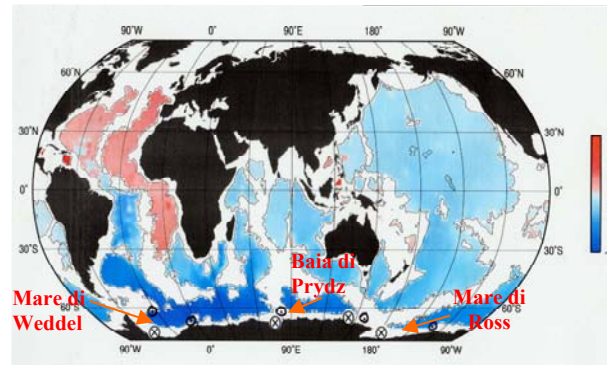


Figura 1-5 Distribuzione delle acque di fondo: in blue e tonalità di blue l'AABW e in rosso e tonalità di rosso la NADW. I siti di formazione della AABW sono rappresentate dal simbolo ⊗ (Gordon comunicazione personale)

All'aumento di salinità corrisponde un aumento di densità e anche un abbassamento della temperatura di congelamento, aspetto quest'ultimo che contribuisce a prevenire la formazione di ghiaccio e quindi la chiusura dell'area di polynya.

La circolazione della piattaforma continentale fa sì che la HSSW vada ad occupare le cavità che si formano nella parte immersa delle grandi piattaforme di ghiaccio presenti lungo le coste delle aree di formazione indicate (Holland *et al.*, 2003, Smethie e Jacobs, 2005). Poiché con l'aumentare della pressione il punto di congelamento si abbassa, anche a temperature inferiori di -1°C , la HSSW è in grado di far sciogliere il ghiaccio con cui viene a contatto. Il risultato è che la HSSW si raffredda ulteriormente e viene leggermente diluita dall'acqua prodotta dallo scioglimento. Da questo processo deriva una nuova massa d'acqua detta Ice Shelf Water (ISW) caratterizzata da temperature inferiori al punto di congelamento dell'acqua superficiale (ad esempio nel Mare di Weddel la temperatura della ISW $\sim -1.9^{\circ}\text{C}$) e da una densità sufficiente per scivolare lungo la scarpata continentale, come corrente di gravità (Gordon *et al.*, 2004). Durante questa fase processi di mescolamento possono ancora avvenire, dovuti ad esempio alle maree o a processi di convezione forzati dal vento, determinando il contenimento della ISW entro lo *shelf break*. Anche la topografia può giocare un ruolo importante facendo da blocco o da guida al percorso della massa d'acqua come nel caso della immissione nel bacino argentino di ISW generata nel Mare di Weddel (Foldvik *et al.*, 2004). Il flusso di ISW procede infine verso nord, fino ai margini della piattaforma continentale, dove ha luogo una ulteriore modifica dovuta al mescolamento con la

LCDW che scorre più in profondità con valori di salinità più elevati (*Bergamasco et al.*, 2002). I processi che danno luogo al mescolamento di queste due masse d'acqua conservano delle incertezze ma è ragionevole assumere che durante il processo di affondamento della ISW, i meccanismi di *entrainment* siano importanti.

L'AABW è quindi più densa della LCDW della ACC, caratterizzata da valori di densità neutra $\gamma^n \geq 28.27 \text{ kg m}^{-3}$. Definita la curva limite di γ^n , che fa da interfaccia tra la AABW e la massa d'acqua più profonda della ACC ovvero la ACC bottom water (ACCBw), è possibile fare una stima del volume che viene esportato nei bacini adiacenti.

Conoscendo la profondità della γ^n limite, se con V si indica il volume prodotto, questo sarà dato dalla relazione : $\iint H dA$ dove A è la superficie occupata da γ^n . Similmente, è possibile determinare la produzione nell'unità di tempo di AABW che sarà dato da: $\iint W dA$ dove W è la velocità di *upwelling* attraverso lo strato superiore. W può essere scelta come valore medio per l'area esaminata o come funzione dello spazio. In entrambi i casi le stime sono abbastanza simili (*Orsi et al.*, 1999), con circa 10 Sv di produzione di AABW calcolati ritenendo W costante e circa 12.5 nel caso in cui W sia espresso in funzione di fattori che possono pesare di più in determinate aree (topografia, vento e mescolamento turbolento). L'elevata densità dell'AABW fa sì che nel suo flusso verso nord vada a riempire i bacini più profondi lungo il continente antartico dove una sua cospicua parte rimane bloccata.

Il percorso classico (*Orsi et al.*, 1999) dell'immissione di AABW nelle regioni subtropicali comincia attraverso profondi canyon nel mare di Scozia, dove un primo ramo è portato verso nord lungo il margine occidentale dell'Oceano Atlantico. Un secondo ramo si muove verso ovest circumnavigando il continente antartico fino allo stretto di Drake. Qui il flusso si interrompe, non vi è evidenza che l'AABW transiti attraverso lo stretto. Durante il percorso fino allo stretto, flussi di AABW deviati dalla forza di Coriolis si dirigono nell'Oceano Indiano attraverso il bacino di Agulhas e il bacino di Crozet (figura 6). La distribuzione di AABW non è quindi circumpolare, la isopigna determinata dal valore di $\gamma^n = 28.27 \text{ kg m}^{-3}$ fa da interfaccia tra la AABW e la LCDW e con quest'ultima in particolare si hanno scambi di calore. Quindi la parte più a diretto contatto con la LCDW, si riscalda tende a salire e viene portata nel corpo principale della ACC entrando

quindi in circolo attorno al continente. A questa massa d'acqua contribuisce da livelli superiori anche la NADW con il suo alto valore di salinità. La massa l'acqua che ne risulta, che è presente lungo tutto il percorso della ACC è detta ACC bottom water (ACCbw), ha valori di densità neutrali $28.18 \geq \gamma^n \geq 28.27 \text{ kg m}^{-3}$ (Orsi *et al.*, 1999) ed è l'unica massa d'acqua di origine meridionale che viene esportata negli altri bacini oceanici attraverso i sistemi di correnti che scorrono verso l'equatore lungo i margini occidentali dei continenti.

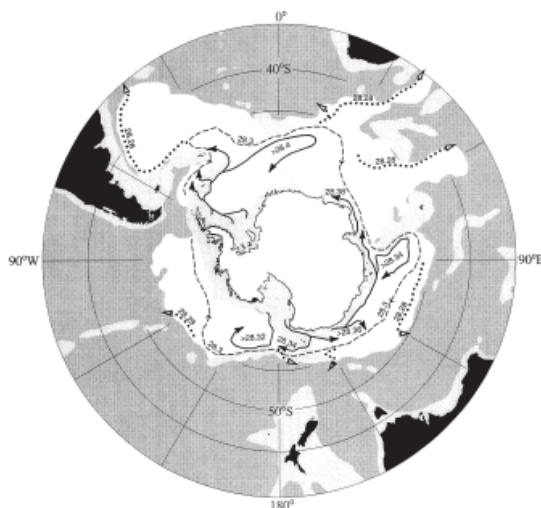


Figura 1-6 Circolazione della AABW (da Orsi e al., 1999)

1.1.4 Variabilità delle masse d'acqua della ACC

La variabilità climatica su scale temporale che vanno dalla annuale fino alla decadale, può avere come effetto un cambio dei tassi di produzione delle masse d'acque con conseguente impatto sui meccanismi di produzione e re-distribuzione nei bacini oceanici. Sebbene la quantità di dati raccolti nel corso degli anni sia ancora limitata per descrivere la variabilità temporale dell'Oceano Meridionale ed inoltre, specialmente alle alte latitudini, raccogliere misure dirette nei siti di formazione di una data massa d'acqua non è un compito facile e sempre fattibile, dall'analisi dei dati disponibili è stato possibile dedurre una significativa variabilità delle masse d'acqua di origine polare sul lungo periodo. Ad esempio la variabilità delle proprietà caratteristiche delle masse d'acqua è stata evidenziata nel settore sud-occidentale dell'Oceano Pacifico (Johnson e Orsi, 1997) e nell'Oceano Indiano (Bindoff e McDougall, 2000, Aoki *et al.*, 2005) così come la variabilità interannuale dei volumi delle masse d'acqua dell'Oceano Meridionale, rilevata lungo la sezione che va dalla Tasmania alla costa Antartica (sezione SR03 del progetto WOCE, Tomczack e Liefvink, 2005). In particolare è stato riscontrato

un raffreddamento e diminuzione di salinità lungo isolinee di γ^n , negli strati intermedi (SAMW e AAIW) dell'Oceano Meridionale come conseguenza di una variabilità dei flussi di calore e di vapore nei siti di formazione delle masse d'acque che occupano queste profondità. In maggior dettaglio, le variazioni delle caratteristiche della SAMW sono il risultato del riscaldamento superficiale nelle zone in cui essa si forma (settore settentrionale della ACC), mentre le variazioni delle proprietà della AAIW sono il risultato di una diminuzione di salinità superficiale (*Bindoff e McDougall*, 1994 e 2000).

Bryden et al. (2003) hanno riscontrato nell'arco di un ventennio, partendo dal 1960 nel settore Indiano dell'Oceano Meridionale, un raffreddamento e una diminuzione della salinità della SAMW e della AAIW mentre a partire dal 1987 un aumento del valore della salinità nello strato soprastante il termoclino (figura 7).

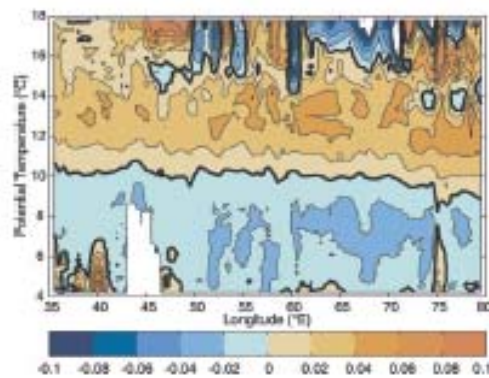


Figura 1-7 Variabilità della salinità lungo una sezione WOCE centrata sul parallelo di latitudine 32° S che attraversa tutto l'Oceano Indiano. I dati si riferiscono al periodo 1987-2002 e i contour più marcati uniscono i punti di non variazione (da *Bryden et al.*, 2003)

Dati raccolti da boe di profondità alla deriva durante gli anni 90 nell'ambito del progetto WOCE, hanno mostrato invece un riscaldamento di 0.17°C centrato sulla isopiena di 27.5 kg m⁻³ (~1000 db) in circa 50 anni. In questo studio il confronto è stato effettuato tra i dati raccolti dalle boe e misure idrologiche svolte in circa 40 anni tra 1950 e fine anni 80 (*Gille*, 2002). I risultati evidenziano un riscaldamento localizzato essenzialmente nella zona del Fronte Sub-Antartico, probabilmente in connessione con la SAMW che annualmente si rinnova rispondendo velocemente ai cambiamenti atmosferici. Questo risultato evidenzia un contrasto con quanto rilevato dagli studi citati in precedenza anche se gli strumenti utilizzati per questo studio (Autonomous Lagrangian Circulation Explorer – ALACE) non sono dotati di sensori di conducibilità, sono impostati in modo da muoversi a profondità costante per cui non è possibile distinguere aumenti di temperatura associati ad aumenti

lungo le linee di densità costante dal riscaldamento dovuto ad avvezione o convezione di masse d'acque. *Gille* (2002) confrontando l'andamento delle isoterme (derivate da misure idrologiche) con studi precedenti, stima uno spostamento verso sud della ACC di circa 50 km nei tre bacini oceanici. Come conseguenza di tale fenomeno, ci sarebbe quindi una riduzione nel volume di acqua fredda circumpolare che si interpone tra l'ACC e il continente antartico con effetti che dovrebbero manifestarsi anche a livello globale nei prossimi anni.

Aoki et al. (2005) dai dati ottenuti dalle *Japanese Antarctic Research Expeditions* e da dati storici, hanno rilevato una diminuzione di temperatura e di salinità nel quarantennio 1950-1990 nella UCDW a nord del Fronte Sub-Antartico nell'Oceano Indiano. Questi risultati sono in accordo con quanto riscontrato da precedenti studi (*Bindoff e McDougall*, 2000, *Bryden et al.*, 2003). A sud del Fronte Polare, anomalie positive di temperatura e salinità caratterizzano la UCDW come conseguenza del riscaldamento e diminuzione di salinità in superficie. In particolare i forzanti che hanno determinato la diminuzione di salinità negli strati superficiali sono riconducibili sia ad un aumento delle precipitazioni nell'area del Fronte Polare ma anche un aumento dello stress del vento (come mostrato da osservazioni dirette) con conseguente re-distribuzione della massa superficiale dovuta al trasporto di Ekman. L'aumento di salinità in profondità derivato da una diminuzione in superficie è un elemento non intuitivo ma già dimostrato e verificato in precedenti studi (*Bindoff e McDougall*, 1994). La persistenza di un'anomalia negativa della salinità, è stata documentata anche a latitudini inferiori. *Jacobs et al.* (2002) infatti, nel mare di Ross, hanno riscontrato una diminuzione della salinità superficiale dovuta: 1) ad un eccesso di precipitazioni, 2) aumento del contributo di acqua dolce relativo ad un incremento dello scioglimento dei ghiacci ed infine 3) ad un minore formazione di ghiaccio marino. A conferma di quanto detto, storicamente il segnale di acqua densa formatasi nel mare di Ross era riconoscibile dal maggior valore della salinità. Recentemente tale condizione non è più verificata e il massimo di salinità è riscontrabile nelle acque dense che hanno origine nel mare di Weddell. Il persistere di questa anomalia negativa in salinità potrebbe influire in futuro sulle caratteristiche delle acque intermedie dell'Oceano Meridionale se non alterare il budget delle acque di fondo prodotte lungo il continente antartico. Per un futuro scenario ovviamente anche l'andamento della temperatura delle acque di fondo va considerato con grande attenzione. *Robertson*

et al. (2002) hanno determinato il trend della temperatura per le acque di fondo del mare di Weddell riscontrando un periodo di raffreddamento occorso a metà degli anni 70 in corrispondenza del periodo di chiusura della polynya di Weddell, un successivo ritorno ai valori ante-polynya ed infine un riscaldamento verificatosi durante gli anni 90. D'altro canto, gli autori notano che il trend manifestato nell'ultimo periodo analizzato non può essere determinato con la deviazione standard e che comunque la velocità di variazione della temperatura è paragonabile al riscaldamento globale delle acque superficiali determinato a partire dal 1950 (*Levitus et al.*, 2000). Infine la variabilità delle proprietà della LCDW è stata studiata da 37 sezioni ripetute tra il 1926 e il 2004 (*Williams et al.*, 2006) nello stretto di Drake. I risultati suggeriscono che non c'è stato alcun cambio rilevante nelle proprietà della massa d'acqua considerata e che la LCDW può essere considerata stazionaria su un periodo prossimo ai 100 anni. Questo risultato è compatibile con i trend manifestati negli strati superiori nella misura in cui le variazioni rilevati negli strati superiori dell'Oceano Meridionale sono determinati da forzanti atmosferici e non legati ad una variabilità di grande scala della circolazione. Se fosse questa la ragione della variabilità infatti, si dovrebbero riscontrare effetti anche sulle masse d'acque più profonde.

1.2. Struttura e limiti della ACC

La distribuzione delle masse d'acque lungo la verticale ed il contrasto delle acque superficiali di origine polare con quelle trasportate dalla circolazione ciclonica subtropicale, consentono di definire l'estensione meridionale della ACC.

L'ACC è determinata da una serie di fronti circumpolari che corrispondono ai limiti delle masse d'acque che la caratterizzano ed in oltre da potenti correnti a getto capaci di raggiungere anche profondità elevate (*Orsi et al.*, 1995). In figura 8 è rappresentato lo schema delle principali correnti nell'Oceano Meridionale a sud del parallelo di latitudine 20° S. Nella figura sono inoltre riportati le due principali regioni frontali della ACC ovvero il Fronte Sub-Antartico e il Fronte Polare (SAF e PF rispettivamente d'ora in poi nel testo) ed il regime di correnti sub-polari caratterizzato da un flusso in direzione opposta rispetto alla ACC (non evidenziato in figura) e dai due grandi vortici, il Ross Gyre ed il Weddel Gyre.

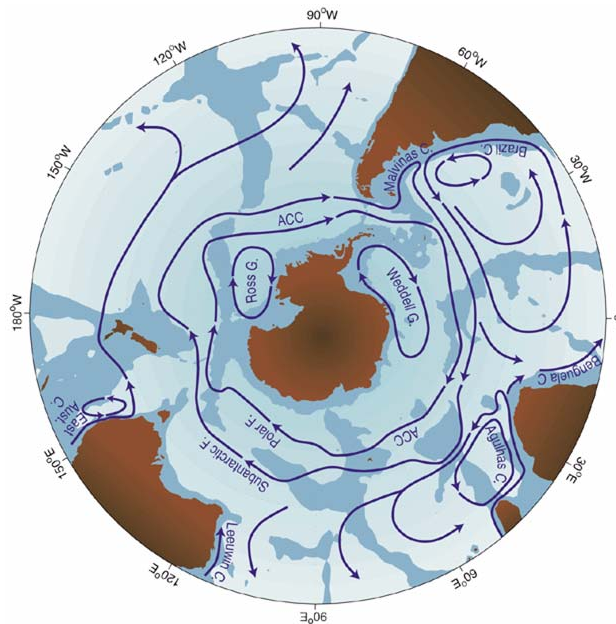


Figura 1-8 Schema della circolazione superficiale dell'Oceano Meridionale (da Rintoul et al., 2001)

L'analisi di dati ottenuti da *drifters* rilasciati nell'ACC nell'ambito del progetto First GARP Global Experiment (FGGE, Hofmann 1985) ha evidenziato la forte convergenza associata ai fronti. Il regime delle correnti a sud della ACC è caratterizzato da due grandi strutture cicloniche, ovvero i due *gyres* dei mari di Weddell e di Ross e da un flusso diretto verso ovest che lambisce le coste del continente antartico (Jacobs, 1991, Whitworth et al., 1998). A nord della ACC la circolazione è caratterizzata da forti flussi lungo i margini occidentali dei continenti bilanciati da deboli flussi a quote più profonde diretti verso nord lungo i margini orientali dei bacini oceanici.

La dinamica della ACC è condizionata dalla distribuzione e andamento delle regioni frontali nei diversi bacini oceanici, per cui è opportuno dare qualche informazione riguardo le modalità di definizione dei singoli fronti e per giungere quindi ad una localizzazione nei singoli bacini.

1.2.1 Fronte Sub Tropicale (STF)

La sua posizione è centrata all'incirca sul parallelo di 40° S con una estensione verso sud, ovvero all'incirca intorno a 45° S, in corrispondenza della Tasmania fino all'estremità meridionale della Nuova Zelanda. Più che di fronte inteso come interfaccia tra due masse distinte, il STF si estende lungo una fascia ampia circa 4°-5° in latitudine dove, fronti interni separano zone di mare più o meno omogenee (Belkin e Gordon 1996). La regione frontale del STF è delimitata a nord e a sud da

due fronti detti rispettivamente Nord e Sud STF (NSTF e SSTF rispettivamente). Sezioni per meridiano dimostrano la presenza di questa regione frontale sia nell'Oceano Pacifico che in Atlantico determinate da valori di salinità e temperatura definiti. In particolare nel settore Atlantico meridionale, il NSTF è definito da un netto cambio sia della salinità, in corrispondenza dell'isolinea dei 35.5 psu e della temperatura in corrispondenza della isoterma dei 20°C (in estate). Il SSTF è determinato da un salto in salinità in corrispondenza della isolinea dei 35.0 psu e con un massimo sub-superficiale a sud del fronte. Nell'oceano Indiano il STF è determinato da quello che *Belkin e Gordon* (1996) indicano come il fronte dell'Agulhas (AF). La determinazione di questa struttura è data sulla base della profondità della isoterma dei 10°C. Infatti l'AF è localizzato laddove l'intervallo di variazione della profondità dell'isoterma è massimo (da circa 300 m a 800m). Procedendo verso est, in corrispondenza più o meno del meridiano di longitudine 60° E (figura 9) , si ha una biforcazione del fronte nei due che delimitano la regione del STF.

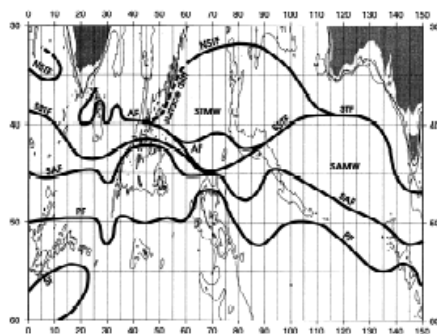


Figura 1-9 Andamento dei fronti nel settore compreso tra Greenwich e 150°E (Da Belkin e Gordon, 1996)

1.2.2 Fronte Sub Antartico (SAF)

In passato c'è stata della confusione tra SAF e STF. A partire dal 1961, si sono succedute circa 15 rivisitazioni del criterio per la sua definizione e solo nei lavori di *Orsi et al.*, (1995) e *Belkin e Gordon* (1996) si è avuta una conclusiva definizione del criterio.

La posizione del SAF, in una sezione verticale attraverso l'ACC effettuata per meridiano, è determinata dalla rapida diminuzione della profondità del minimo di salinità associato all'affondamento dell'AAIW. L'isolinea di riferimento è quella dei 34.0 psu che nella zona in prossimità del fronte polare affiora in superficie, per poi inabissarsi fino a profondità maggiori di 400 m nella zona del SAF ($S >$

34.3 psu). *Belkin e Gordon (1996)* in oltre definiscono anche un criterio strutturale per la definizione del SAF, legato alla presenza di un minimo di salinità a quote intermedie e alla presenza di SAMW a nord del SAF. Tale metodo però non è applicabile in tutti i settori della ACC in quanto la variabilità dei processi di trasferimento delle proprietà che caratterizzano l'area a sud del SAF e quella a nord del STF in ogni singolo bacino, determina una struttura della colonna d'acqua non uguale in tutti i bacini oceanici. In figura 10 è riportata la sezione verticale in temperatura SR03 (*Rintoul et al.*, 2001) del progetto WOCE in cui la SAMW è ben visibile (cerchiata in rosso) a nord del SAF. In figura sono in oltre evidenziati tutti gli altri fronti che caratterizzano la struttura interna della ACC ed in oltre anche quelli che si formano tra la corrente ed il continente antartico.

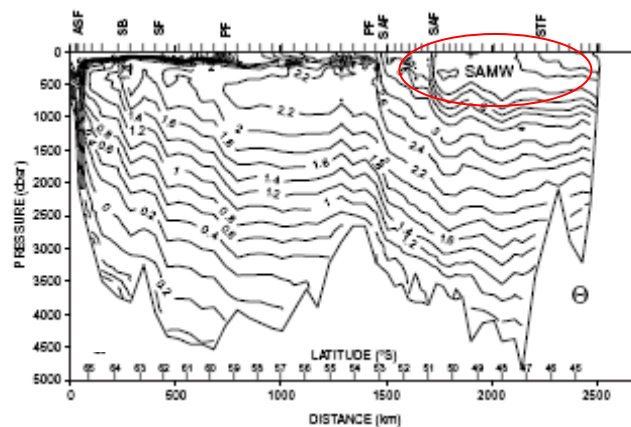


Figura 1-10 Sezione verticale (SR03 del WOCE) della temperatura potenziale. In figura sono indicati in oltre il limite e il fronte meridionale e il della ACC (rispettivamente SF e SB), il Fronte Polare (PF) e l'Antarctic Slope Front (ASF) (da *Rintoul et al.*, 2001).

1.2.3 Fronte Polare (PF)

La posizione del PF è data dall'area di massima variazione intorno al minimo di temperatura delle acque superficiali antartiche. In passato c'è stato un lungo dibattito al fine di trovare una metodologia che potesse consentirne l'individuazione del PF in tutti i bacini attraversati dalla ACC. Un criterio abbastanza generale si basa sulla determinazione dell'isoterma dei 2° che approssima in modo soddisfacente l'estensione settentrionale del minimo sub-superficiale di temperatura in quasi tutti i bacini dell'Oceano Meridionale. Le uniche eccezione sono rappresentate da una limitata area nel Pacifico sud-orientale, dove il PF è localizzato leggermente più a sud rispetto alle altre zone (ovvero tra i 62°- 63° S) con una corrispondente diminuzione del minimo di temperatura, ed in corrispondenza del Kerguelen Plateau (settore centro-

meridionale dell'Oceano Indiano, si localizza tra 70° E e gli 80° E partendo da circa 45° S), dove l'isoterma di riferimento è quella dei 2.5° C. L'analisi di sezioni ripetute attraverso il PF in tutto l'Oceano Meridionale, ha evidenziato una fascia di variazione della posizione in latitudine ampia circa 14° (da 48° S a 62° S) a cui è associata una differenza di ~1° C sulla temperatura assiale del fronte. La variabilità lungo il fronte non è significativa mentre è di rilievo la variabilità stagionale con un minimo nei mesi di settembre e ottobre (1.6°C÷2.5°C) e il massimo nel mese di febbraio (4.8° C ÷ 5-2° C).

Il PF non costituisce l'estremità meridionale della ACC. A sud, è ancora possibile distinguere masse d'acque appartenenti alla corrente. Tra le sezioni che attraversano meridionalmente la ACC, dove sono state effettuate più ripetizioni in assoluto, ci sono le sezioni che attraversa lo stretto di Drake e quella lungo il meridiano di Greenwich. In entrambi le sezioni (un esempio lungo il meridiano di Greenwich è riportato in figura 11) è possibile distinguere chiaramente un terzo fronte (oltre il SAF e PF) definito fronte meridionale (SF) della ACC. Il nome non lascia spazio ad equivoci per cui il SF rappresenta il nucleo più meridionale della ACC, si estende lungo tutto il percorso della corrente e ovviamente va incluso nelle stime di trasporto.

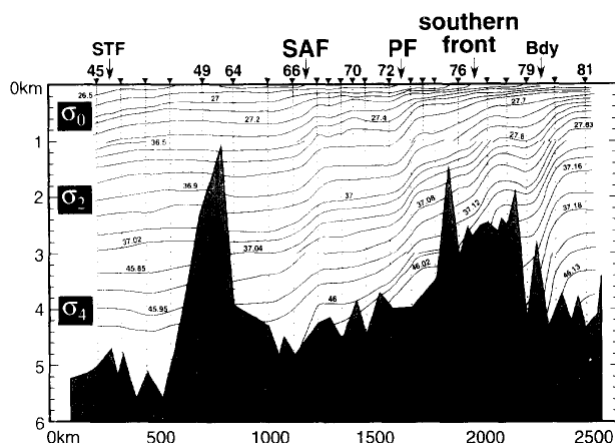


Figura 1-11 Sezione verticale lungo il meridiano di Greenwich dell'anomalia di densità potenziale σ_0 , σ_2 e σ_4 (da Orsi et al., 1995)

1.2.4.- Definizione dei limiti della ACC

Orsi et al., (1995) e Belkin e Gordon (1996), basandosi sull'analisi di numerose sezioni dei principali parametri fisici che caratterizzano le masse d'acque, hanno descritto il percorso circumpolare della ACC e la struttura dei principali fronti. In

particolare *Orsi et al.*, (1995) hanno determinato il limite settentrionale e meridionale della corrente.

Il contrasto tra le acque superficiale sub-antartiche e con quelle più salate e calde di origine tropicale, produce forti gradienti sia di temperatura che di salinità e come detto in precedenza, il fronte generato è il STF. La transizione tra le acque antartiche e quelle sub-tropicali avviene a nord delle linee di flusso più settentrionali della ACC praticamente ovunque nell'Oceano Meridionale. In figura 12 è rappresentata la linea che definisce la posizione del STF ottenuta dall'analisi di dati di temperatura e salinità superficiali determinata da *Deacon* (1982), mentre con le linee viola e arancione, si è delimitata la fascia di transizione ottenuta con osservazioni di salinità e temperatura a 100 m di profondità (*Orsi et al.*, 1995). La linea del STF (nera) è praticamente sempre contenuta nella fascia di transizione, laddove piccole differenze possono essere determinate dall'utilizzo di un data set più ricco utilizzato da *Orsi et al.*, (1995). Ovviamente il STF non è continuo attraverso lo stretto di Drake ragione per cui, non può essere considerato parte della ACC e ne rappresenta quindi in maniera efficace il limite settentrionale.

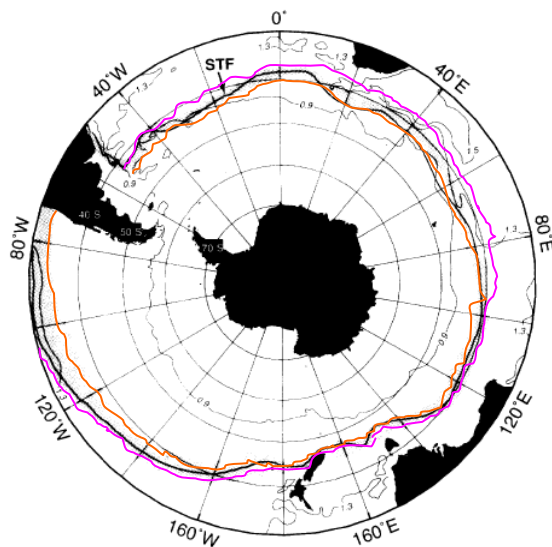


Figura 1-12 Rappresentazione del STF (da Orsi et al., 1995)

La situazione è un po' più complessa a sud. Le acque superficiali che si estendono a sud del PF fino al continente antartico, sono infatti abbastanza omogenee e non presentano quindi gradienti tali da affermare se e quali settori a sud del SF appartengono ancora alla ACC. Delle prime osservazioni utili a questo scopo sono venute dall'analisi delle masse d'acque sottostanti la AASW ed in particolare dalla CDW. La LCDW come si è detto ha una salinità tale da raggiungere i limiti della piattaforma continentale antartica dove partecipa ad importanti processi di

formazione di acqua densa, per cui non può dare indicazioni circa il limite meridionale della ACC. In alcuni lavori svolti sia ai limiti del *gyre* del mare di Weddell (*Whitworth e Nolin, 1987*) e di quello del mare di Ross (*Patterson e Whitworth, 1990*), è stata rilevata l'assenza del segnale di UCDW. Sebbene vi sia evidenza di processi di mescolamento con la LCDW, la scomparsa di UCDW si manifesta con una brusca interruzione proprio in corrispondenza del regime sub-polare. Questo aspetto è stato oggetto di un più attento studio della distribuzione meridionale dei principali parametri fisici compreso ovviamente l'ossigeno. Proprio dalla mappatura dell'ossigeno, si è potuto riscontrare una ristretta fascia per meridiano dove i valori di O_2 variano da 5 a 7 ml l⁻¹ verso nord. Orsi et al. (1995) dall'analisi di 84 sezioni (distribuite lungo tutto il percorso della ACC) eseguite attraverso la fascia di massima variazione dell'ossigeno, sono stati in grado di tracciare il percorso della UCDW, osservando che generalmente è compresa tra la AASW e la LCDW e che risale fino ad una quota di circa 200 m nel percorso verso sud. La scomparsa del segnale di UCDW avviene su scale spaziali abbastanza piccole considerando che con due stazioni consecutive è possibile determinare il limite meridionale della massa d'acqua che può essere ritenuto ragionevolmente il limite meridionale della ACC. La UCDW è infatti l'unica massa che si trova esclusivamente nella ACC e non è coinvolta nella dinamica della regione sub-polare. In figura 13 è riportata da Orsi et al. (1995) la distribuzione circumpolare dei fronti con indicati in tratteggio il limite settentrionale e meridionale della ACC così come definiti in precedenza.

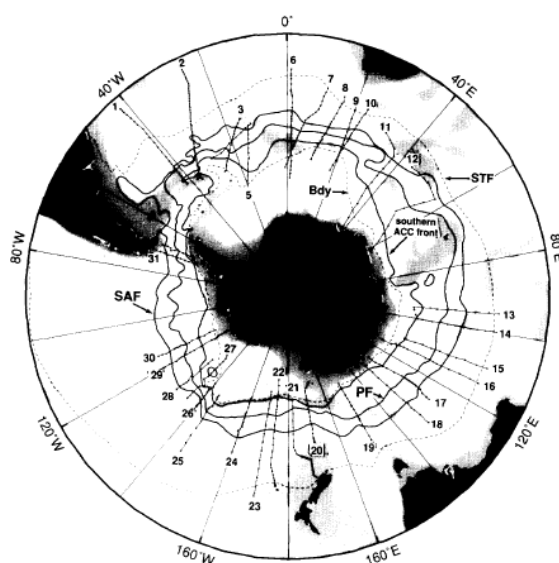


Figura 1-13 Andamento circumpolare dei ,SAF, PF e SF (linee continue) e del limite settentrionale (STF) e meridionale (Bdy) della ACC (da Orsi et al., 1995)

1.3 Dinamica della ACC

Ci sono due diverse teorie che animano il dibattito riguardo la dinamica della ACC.

Stommel (1957) riteneva che il trasporto della corrente potesse essere spiegato secondo il bilancio di Sverdrup che è espresso dalla relazione:

$$\beta M_y = \nabla_z \times \bar{\tau} \quad (1)$$

in cui β rappresenta il termine di variazione del parametro di Coriolis con la latitudine, M_y il trasporto meridionale, τ è lo stress del vento e ∇_z indica la componente verticale del rotore. *Stommel* ipotizzava che il rotore dello stress del vento a nord dello stretto di Drake determinasse un flusso verso nord (rappresentato dalla corrente delle Malvinas), passando attraverso lo stretto, lungo il margine occidentale del continente sud-americano. Sebbene in alcuni lavori (*Baker*, 1982, *Warren et al.*, 1996) il tentativo di applicare il bilancio di Sverdrup abbia fornito risultati accettabili, in termini dell'effettivo valore del trasporto misurato allo stretto di Drake le stime del modello non hanno fornito valori in accordo con quanto misurato, anche se nei limiti della variabilità le stime sono confrontabili (*Olbers et al.*, 2004).

La teoria che invece si contrappone al bilancio di Sverdrup, si fonda sull'idea che il trasporto della ACC sia controllato da un delicato bilancio in cui il forzamento superficiale dovuto allo stress del vento, flussi turbolenti, le forze di attrito e di galleggiamento interagiscono secondo processi complessi (*Tansley e Marshall* 2001).

La differenza essenziale tra l'Oceano Meridionale e gli altri bacini oceanici è la mancanza di barriere alla latitudine dello stretto di Drake e quindi l'esistenza di un flusso circumpolare. Ci sono stati ovviamente molti studi di modellistica numerica volti ad esaminare la dinamica della ACC e cercare quindi di simulare i processi ad essa collegati. A seconda dei casi, ovvero del tipo di modello applicato, si sono ottenute informazioni utili a comprendere parte della dinamica generale della corrente ma una visione completa è ancora materia di discussione. Rispetto alle due teorie prevalenti, *Gnanadesikan e Halleberg* (2000) e *Gent et al.*, (2001) ad esempio hanno mostrato che i processi di trasformazione delle masse d'acqua nella ACC alterano il valore del trasporto e quindi né il bilancio di Sverdrup né lo stress del vento medio possono essere considerati come fattori

esclusivi nel determinare il trasporto della corrente. I risultati più realistici sono stati ottenuti dall'applicazione di modelli *eddy-permitting* (FRAM Group, 1991, Fox et al., 2000) ovvero modelli in cui la componente *eddy* è parametrizzata opportunamente e i risultati sono comprensivi degli effetti dovuti alla componente turbolenta del moto. Il prezzo da pagare per l'utilizzo di questi modelli è che non raggiungono un equilibrio termo-alino o è troppo oneroso in termini computazionali far sì che questo accada, per cui l'utilizzo di questo modello non consente di ottenere una descrizione dettagliata dei parametri fisici nello spazio. La descrizione e comprensione degli effetti della componente turbolenta sono aspetti decisamente cruciali al fine di fornire una rappresentazione completa della corrente (Olbers e Visbeck, 2005).

Gli *eddies* svolgono un ruolo considerevole sia nel trasferimento di quantità di moto nel piano orizzontale e lungo la verticale (Olbers et al., 2004) ma anche nel trasporto di calore verso il polo. In particolare è del tutto rilevante l'azione che gli *eddies* compiono nel trasferimento di quantità di moto attraverso le isopiche della ACC. Un esempio di rilievo in questo senso si verifica nello stretto di Drake dove a causa del forzamento dello strato superficiale, determinato dagli intensi venti occidentali, si dovrebbe creare un gradiente di pressione tale da compensare l'accelerazione dovuta allo stress del vento. La mancanza di margini zonal è sicuramente un fattore limitante l'innescare di gradienti in grado di bilanciare il vento; inoltre gli stress laterali di Reynolds non sono abbastanza intensi da determinare una sottrazione di quantità di moto al flusso della ACC che attraversa Drake, flusso che in assenza di fattori limitanti continuerebbe ad accelerare. In questo caso è proprio l'azione degli *eddies* che determinano un trasferimento di quantità di moto verso il basso. In un sistema di riferimento a strati, il più importante meccanismo che spiega tale processo è quello del *eddy interfacial form stress* (IFS). Gli IFS distribuiscono quantità di moto nel piano orizzontale in un campo di massa dove le isopiche risultano inclinate da fluttuazione nel campo di pressione e la ACC rappresenta un caso studio davvero rilevante in termini di contributo che gli IFS forniscono al bilancio dinamico della corrente (Rintoul et al., 2001 e Olbers et al., 2004). Uno strato delimitato da isopiche inclinate è forzato all'interfaccia superiore ed inferiore da stress che, così come all'interfaccia (sia superficiale che di fondo) dello strato di Ekman il campo di velocità è influenzato dagli stress, contribuiscono alla struttura del campo di moto.

Tale meccanismo funziona sia quando le superfici che delimitano lo strato considerato non sono rigide (ad esempio due isopie) e sia nel caso in cui una delle due sia rigida. Quest'ultima condizione occorre quando lo strato considerato è quello di fondo e quindi l'interfaccia inferiore è il fondo stesso. Si parla in questo caso di *interfacial bottom stress* (IBS) e il contributo che forniscono al bilancio dinamico della corrente è del tutto rilevante giacché sarebbe proprio questo il meccanismo che bilancia l'impulso verso est trasmesso dagli eddies agli strati inferiori. *Johnson e Bryden* (1989) hanno determinato un modello per valutare il trasporto della ACC basato su questo tipo d'approccio in cui lo stress del vento è legato al flusso di quantità di moto verso il basso dalla relazione

$$\rho_0 f \frac{\overline{v'T'}}{\bar{\theta}_z} = \tau^x \quad (2)$$

in cui ρ_0 è la densità, f il parametro di Coriolis, T' e v' rappresentano rispettivamente le fluttuazioni della temperatura e della componente meridionale della velocità rispetto al valore medio, $\bar{\theta}_z$ è il gradiente verticale di temperatura potenziale e τ_x è la componente zonale dello stress del vento. Dall'equazione 2 si deduce che a flussi turbolenti di calore diretti verso il polo corrispondono flussi diretti verso il basso della componente zonale della quantità di moto.

Nel caso appena descritto il lavoro compiuto dagli *eddies* sottrae quantità di moto al flusso zonale della ACC, ma in altri casi agiscono in senso inverso, accelerando il flusso medio e contribuendo alla sua e alla intensificazione dei *jets* interni. Questo accade ad esempio appena l'ACC entra nell'Oceano Indiano, a sud del continente africano, dove dati altimetrici hanno evidenziato questo fenomeno (*Morrow et al.*, 1994). In generale soluzioni numeriche della ACC confermano la tendenza degli eddies ad accelerare il flusso di ACC (*FRAM Group*, 1991). D'altro canto *Hughes e Ash* (2001), sempre da dati altimetrici, hanno rilevato un comportamento degli *eddies* nuovamente opposto. Usando la temperatura superficiale (SST, Sea Surface Temperature) come *proxy* per individuare fronti e *jets* della ACC, hanno ottenuto un sorprendente risultato dal quale si deduce che gli *eddies* tendono a rallentare i *jets* della ACC con l'unica eccezione delle strutture che si formano per interazione con la topografia, che invece cedono quantità di moto alla corrente e a suoi *jets*. Sebbene molto sia stato fatto, alcuni dubbi riguardo le interazioni delle varie forze che guidano l'ACC ancora

permangono, aspetto questo che deve indurre nuovi sforzi sia sperimentali che di modellistica

1.4 Trasporto della ACC

La determinazione del trasporto della ACC è sicuramente uno degli elementi che ha suscitato maggior interesse nel corso degli anni e per questo numerosi sforzi sono stati fatti in passato per cercare di giungere ad una stima realistica. La prima stima ottenuta su una base sperimentale forte è quella determinata da *Whitworth e Peterson* (1985) dall'analisi di una serie annuale di misure correntometriche, di pressione e di sezioni dei principali parametri fisici nello stretto di Drake, misure svolte nell'ambito del progetto ISOS (International Southern Ocean Studies). In figura 14 è riportato lo schema della localizzazione degli strumenti utilizzati nello stretto di Drake nell'ambito del progetto: 17 *mooring* furono distribuiti lungo la linea che collega capo Horn a l'isola di Livingston mentre altri sette furono posizionati più a ovest lungo la posizione nota del Fronte Polare. Fino ad allora infatti, le stime di trasporto della ACC erano altamente variabili e una delle cause principali di tale variabilità era legata a quanto la strumentazione utilizzata si trovasse o meno in una delle regioni frontali della corrente.

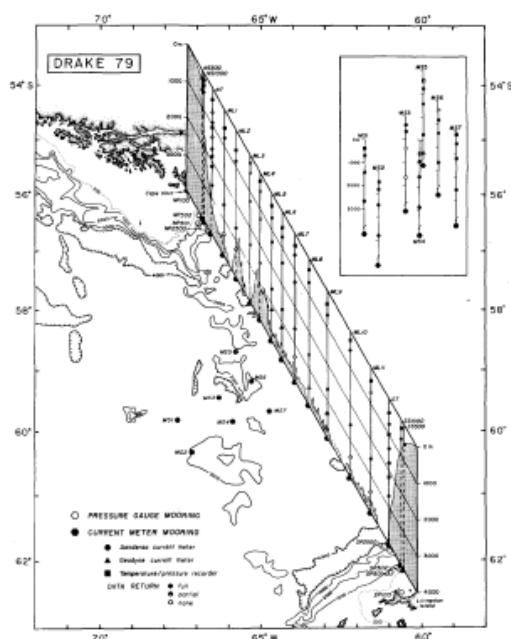


Figura 1-14 Struttura dell'array di misura realizzato nell'ambito del progetto ISOS per la stima del trasporto attraverso lo stretto di Drake (da Withworth et al., 1982)

Al termine dell'ISOS il trasporto determinato fu di 134 Sv con un'incertezza sulla media di 11.2 Sv ed un intervallo di variazione che andava da 98 a 154 Sv (*Withworth, 1983; Whitworth e Peterson 1985*). La struttura del sistema di misura fu tale da risolvere i fronti e le correnti ad essi associate, limitando quindi notevolmente l'incertezza nella stima del trasporto. Inizialmente la variabilità associata alla misura era ritenuta maggiormente indotta dalla componente barotropica, a frequenza anche più alta rispetto a quella baroclina. Questa convinzione è stata probabilmente provocata dallo stesso sistema di misura che per sua natura non era in grado di risolvere la componente baroclina della variabilità. Re-analisi dei dati e la disponibilità di nuove sezioni lungo lo stretto di Drake (*Rintoul et al., 2001, Cunningham et al., 2003*) hanno invece rilevato che le variazioni in termini di trasporto netto attraverso lo stretto dovute ad entrambi le componenti (baroclina e barotropica), hanno approssimativamente ugual grandezza e che un sistema di misura volto alla valutazione del trasporto medio e della relativa variabilità deve essere in grado di rilevare anche la componente baroclina della corrente.

Cunningham et al. (2003) sulla base di dati disponibili a partire dal 1975 fino al 1990 e dall'analisi di 6 sezioni di misure fatte durante il progetto WOCE tra il 1993 e il 2000 hanno rettificato la stime del trasporto e della variabilità attraverso Drake (figure 16). In particolare hanno stimato un trasporto baroclino (relativo alla batimetrica dei 3000 m e allo strato ad essa soprastante) dalla serie quindicennale di misure pari a 107.3 ± 10.4 Sv che, confrontato con le stime successive (vedi figura 15), risulta pressoché invariato fino al 2000. Il trasporto baroclino medio derivato rispetto al fondo dalle sole sezioni eseguite durante il progetto WOCE, è pari a 136.7 ± 7.8 Sv e di questo hanno inoltre stimato i contributi parziali dovuti ai tre principali fronti della ACC valutando in 53 ± 10 Sv il trasporto legato al SAF, in 57.5 ± 5.7 Sv il trasporto legato al PF (la cui posizione si scosta di circa 90 km a nord per 3 sezioni ottenute durante gli anni 1994, 1997 e 1999) e infine in 9.3 ± 2.4 Sv quello legato al SF.

Misure effettuate durante il progetto WOCE lungo la sezione a sud della Australia (la SR03) sono in buon accordo con quanto ottenuto dall'analisi dei dati raccolti durante il progetto ISOS e di cui si è dato cenno in precedenza. In particolare si è dimostrato che la variabilità baroclina è confrontabile con quella barotropica (*Rintoul et al., 2001*); che la variabilità del trasporto a sud dell'Australia è legata

maggiormente alla variazione del flusso occidentale che caratterizza la circolazione dell'area settentrionale della sezione piuttosto che variazioni di trasporto della ACC (*Rintoul e Sokolov*, 2000); infine un valore medio del trasporto baroclino, calcolato rispetto al fondo con l'eccezione della regione prossima al margine continentale antartico dove è stato scelto un livello più basso in relazione alla dinamica locale, pari a 147 ± 10 Sv quindi più alto rispetto alle stime ISOS e quelle riviste di *Cunningham et al.*, (2003).

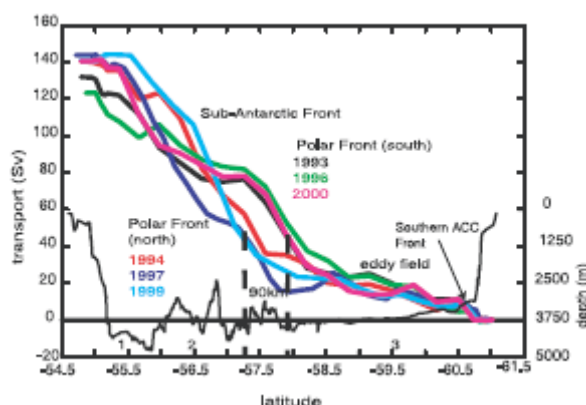


Figura 1-15 Andamento della componente baroclina del trasporto misurato attraverso lo stretto di Drake da sei sezioni svolte tra il 1993 e il 2000 (da *Cunningham et al.*, 2003)

La discrepanza sembra essere dovuta essenzialmente al contributo di circa 10 Sv necessario per bilanciare il trasporto legato all'*Indonesian Throughflow* (*Ganachaud e Wunsch*, 2000). A causa però di una larga incertezza circa la variabilità legata alla componente barotropica della corrente, l'accordo tra le stime di trasporto misurate allo stretto di Drake e a sud dell'Australia è probabilmente casuale (*Rintoul et al.*, 2001)

1.5 Circolazione meridionale dell'Oceano Meridionale

La circolazione meridionale dell'Oceano Meridionale è spesso rappresentata sottoforma di cella di Deacon (*Döös e Webb*, 1994) in cui infatti acqua di fondo affiora in superficie, è trasportata verso nord per effetto dello stress del vento in bilancio di Ekman e in corrispondenza della convergenza antartica affonda fino alla profondità di equilibrio. Quindi la questione principale che ha animato e anima il dibattito riguardo la circolazione meridionale si basa su quale sia il meccanismo che determina il flusso verso il polo che compensa il trasporto di Ekman verso nord alimentato dai venti occidentali. Se si integrano le equazione

del moto zonalmente e lungo la verticale consegue che affinché esista un flusso profondo verso sud, la forza di Coriolis integrata deve essere zero e quindi la questione vera è quale forza bilancia lo stress del vento. Come spiegato nel paragrafo precedente la componente che chiude il bilancio dinamico della ACC è quella degli IBS dovuti al gradiente di pressione che si determina in corrispondenza dei principali rilievi topografici (*Rintoul et al.*, 2001, *Olbers et al.*, 2004); è come se il flusso determinato dal bilancio di Ekman in superficie venisse compensato da un flusso geostrofico in profondità diretto verso sud supportato dal gradiente di pressione che si forma in corrispondenza delle principali strutture del fondo. La questione è più complessa in corrispondenza dello stretto di Drake dove il flusso verso il polo dovrebbe avvenire a profondità superiori anche ai 2000 m. Una cella così profonda, richiederebbe naturalmente il formarsi di significativi flussi attraverso le isopiche di cui in realtà non si ha traccia. Risultati ottenuti dall'applicazione del Fine Resolution Antarctic Model (FRAM, *Döös e Webb*, 1994) hanno mostrato che una parte rilevante della circolazione verticale avviene con modesti cambi in densità (*Speer et al.*, 2000). I due aspetti non sono tra loro contraddittori ma è solo il risultato che si ottiene se il fenomeno è descritto utilizzando come variabili indipendenti la latitudine e la profondità oppure la latitudine e la densità, ovvero se flusso è mediato a profondità o densità costante.

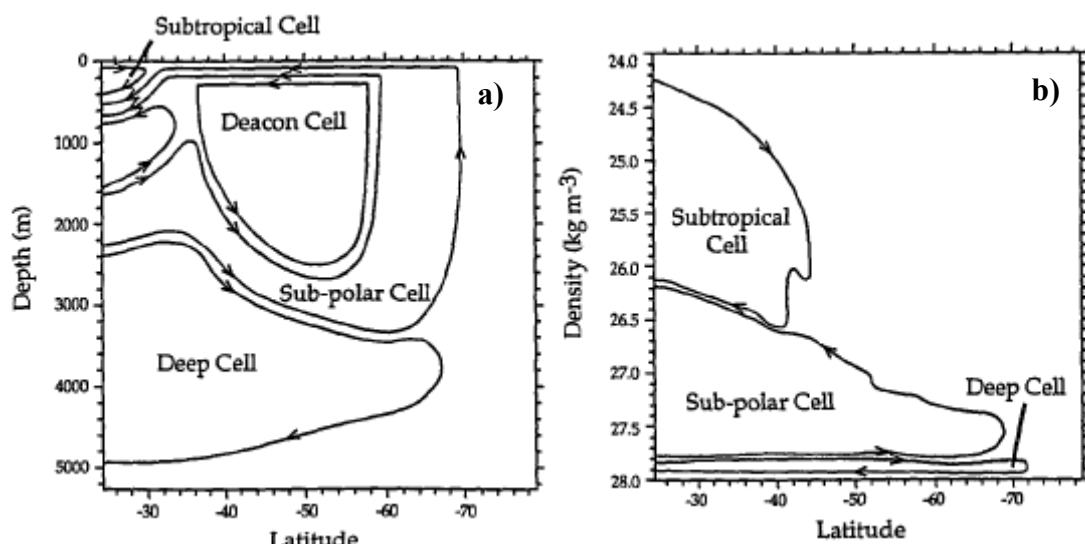


Figura 1-16 Rappresentazione della circolazione meridionale ottenuta dall'applicazione del modello FRAM in cui le variabili indipendenti sono: a) la latitudine e la profondità e b) la latitudine e la densità (da *Döös e Webb*, 1994)

Nel primo caso il risultato conferma l'esistenza di una cella che raggiunge profondità elevate (figura 16a); nel caso in cui sia la densità ad essere usata come

variabile, non vi è formazione della cella di Deacon (figura 16b). Da questo risultato, si deduce che la cella di Deacon rappresenta quella parte del *gyre* meridionale nella quale una particella di fluido che segue il percorso non subisce cambi in densità rilevanti. Mentre la parte o la cella che partecipa alla circolazione termoalina e dove quindi si verificano significative variazioni di densità, è indicata in figura 16b ed è la cella sub-polare.

La schematizzazione della circolazione meridionale dell'Oceano Meridionale che integra entrambi i risultati mostrati in figura 16, è riportata in figura 17 dove sono rappresentati tutti gli elementi che entrano in gioco nel bilancio complessivo della circolazione zonale, meridionale e verticale dell'Oceano Meridionale.

La sezione est-ovest rappresenta l'andamento delle isopiche e della superficie in relazione alla topografia. Le frecce curvate in superficie visualizzano il contributo delle forze di galleggiamento nel determinare gli spostamenti delle masse d'acqua intermedie e più profonde lungo la verticale (fino a farle affiorare in prossimità del continente antartico), mentre le frecce lungo le isopiche indicano i processi di mescolamento turbolento che avvengono all'interno del corpo d'acqua. Il campo di densità lungo la verticale è fortemente legato agli effetti prodotti dalla componente turbolenta ed in particolare al contributo che gli *eddies* forniscono nel determinare l'andamento delle isopiche (Olbers e Visbeck, 2005).

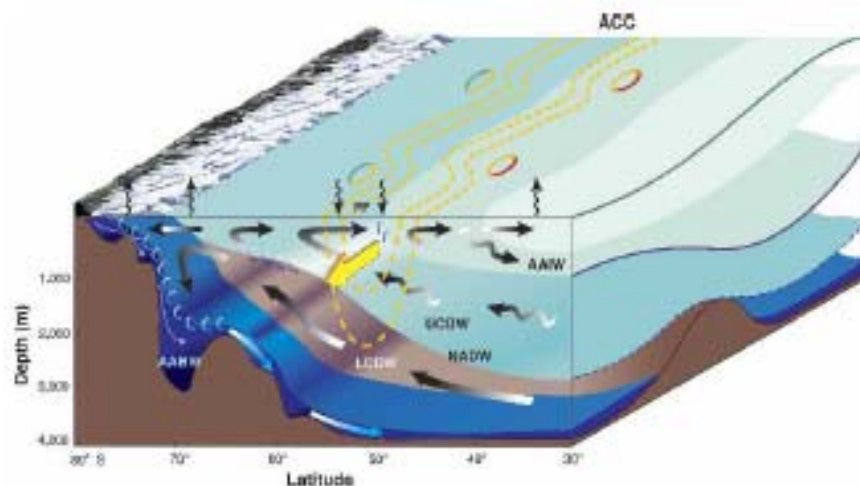


Figura 1-17 Schema della circolazione zonale, meridionale e verticale dell'Oceano Meridionale nella fascia di latitudine compresa tra i 30° S e gli 80° S (da Speer et al., 2000)

Sono inoltre identificabili due percorsi chiusi o celle, una superficiale determinata dal trasporto verso nord di Ekman compensato dal flusso di UCDW verso il polo (a sinistra in figura 17) in cui è inglobata la cella di Deacon (in figura indicata con linea tratteggiata gialla). La seconda cella è profonda, determinata dalla

formazione, in prossimità del continente antartico, di AABW che scorre seguendo la topografia diretta verso nord sottostante il flusso contrario di LCDW. Con l'approssimarsi del margine continentale antartico, la LCDW risale verso la superficie, contribuisce alla formazione dell'acqua di fondo e quindi affonda andando a chiudere il percorso di quella che potrebbe essere ritenuta la cella sub-polare.

1.6 Antarctic Circumpolar Wave (ACW)

Un'altro elemento caratterizzante la dinamica dell'Oceano Meridionale è l'Onda Circumpolare Antartica (Antarctic Circumpolar Wave – ACW). Di recente individuazione (*White e Peterson*, 1996), l'ACW è un altro processo agevolato dalla mancanza di barriere al moto zonale della ACC e quindi alla possibilità di tele-conessioni tra i tre bacini oceanici. Si manifesta con delle anomalie della SST, della pressione al livello del mare e dell'estensione dei ghiacci, propagandosi con la corrente circumpolare ad una velocità però inferiore. Il tempo che impiega per compiere un giro completo del globo è tra gli 8 e i 9 anni con una ampiezza massima localizzata tra i 50-60° S, ma la sua azione interessa tutta la fascia latitudinale compresa tra i 30° e i 70° S.

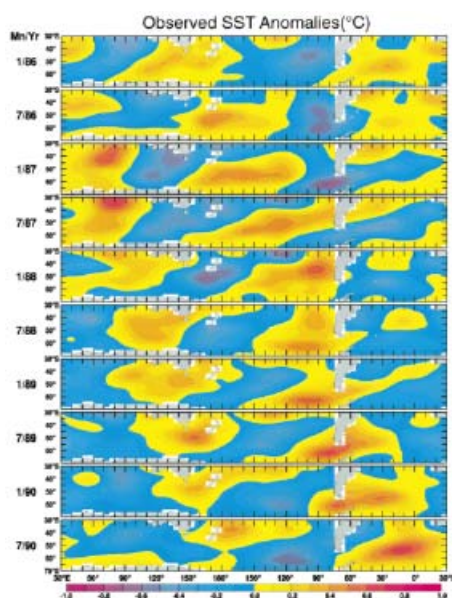


Figura 1-18 Andamento dell'anomalia della SST nel periodo 1986-1990 (da White et al., 1998)
Nei primi studi era stato ritenuto che l'ACW avesse numero d'onda pari a due (per cui ad esempio il campo superficiale di temperatura. è caratterizzato da due vaste

regioni con una anomalia positiva, più calde, distanti tra loro dai 3 ai 6 mila Km, con interposte due aree ad anomalia negativa, figura 18) e l'intervallo di tempo tra due stati con anomalia dello stesso segno fosse di circa 4 anni. In figura 18 è riportato il campo dell'anomalia di SST relativo agli anni 1986-1990 rappresentato a cadenza semestrale. Concentrandosi su una area ad anomalia positiva o negativa, si può osservare l'evoluzione e come al termine del periodo di osservazione (circa 4 anni) l'area osservata ritorni allo stato mostrato nella prima mappa.

Vi è un dibattito ancora aperto riguardo i meccanismi di generazione e mantenimento della ACW. Inizialmente si è ritenuto che i forti venti occidentali, la topografia del fondo e il gradiente di temperatura meridionale, fossero i forzanti principali a guidare l'onda. Successivamente si è ritenuto ipotizzabile che potesse essere il risultato di un modo accoppiato oceano-atmosfera dell'Oceano Meridionale (*White et al.*, 1998). In realtà è ancora da stabilire quanto sia attivo il ruolo dell'oceano rispetto ai forzanti atmosferici e quindi se sia possibile configurare l'ipotesi del modo accoppiato.

Gli effetti della ACW si riscontrano nel clima della regioni interessate dal fenomeno. Di fatto un'area a maggior temperatura influenza il campo barico, determinando un'area di altra pressione (figura 19) con implicazioni nell'alta troposfera che danno luogo ad un regime atmosferico caratterizzato da scarse piogge. Viceversa aree con un'anomalia negativa della temperatura, determineranno forti gradienti meridionali con conseguente formazione di regioni frontali e intensificazione dei venti e delle piogge. In figura 19 oltre alla temperatura e ad una rappresentazione del campo barico, è riportata l'anomalia meridionale del vento geostrofico (freccie in nero) e inoltre come varia la posizione del margine settentrionale del ghiaccio marino (in figura rappresentato dalle linee in grigio).

Altri due aspetti sono da rilevare: considerando l'area dove si sviluppa l'ACW e le variazioni climatiche associate, non può non essere almeno teorizzata un possibile relazione con il fenomeno dell'ENSO (El Niño Southern Oscillation).

Quanto i due processi siano realmente correlati è ancora una questione aperta in quanto studi hanno dimostrato che nel settore Pacifico dell'Oceano Meridionale, l'ACW è forzata dalle anomalie del campo barico a livello del mare, anomalie che hanno origine in modo remoto nella fascia tropicale forzate proprio dall'ENSO attraverso veloci tele-connessioni atmosferiche.

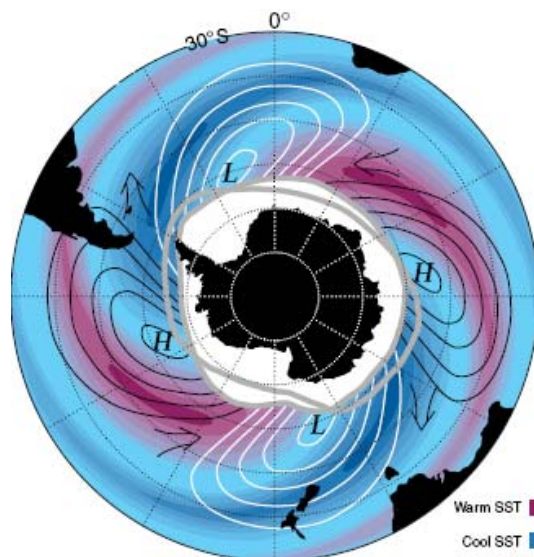


Figura 1-19 Rappresentazione schematica dell'andamento del campo barico, della SST, del margine settentrionale dei ghiacci antartici e del vento in relazione alla ACW (da White e Peterson, 1996)

Yuan e Martinson (2001) hanno sentenziato l'impossibilità della ACW ad esistere in assenza del modo stazionario dell'ENSO. In realtà ci sono risultati di studi che si contrappongono a queste tesi (i.e. *White et al.*, 2002), dimostrando l'indipendenza dell'ACW dall'ENSO ma comunque l'esistenza di meccanismi che determinano forti interazioni tra i due fenomeni con effetti particolarmente rilevanti soprattutto nel settore orientale del Pacifico e occidentale dell'Atlantico, dove l'ENSO contribuisce alla dinamica della ACW.

Ovviamente al fine di una maggiore comprensione è stato necessario attendere dati raccolti in modo continuo, ottenuti con il preciso scopo di costruire serie di osservazioni lunghe abbastanza da risolvere le scale temporali dei processi in gioco. Analisi relative al ventennio 1982-2002 delle serie dei parametri che possono essere considerati come *proxy* del fenomeno hanno fornito informazioni di maggior dettaglio.

Venegas (2003) ha rilevato 2 segnali interannuali con differenti scale temporali e spaziali e che la varianza della ACW è determinata da una loro combinazione lineare. Il primo segnale ha una frequenza di 3.3 anni e sembra essere generato da processi accoppiati oceano-atmosfera dell'Oceano Meridionale; il secondo ha una frequenza di circa 5 anni, numero d'onda pari a 2 e sembra forzato dall'ENSO specialmente nel settore orientale dell'Oceano Pacifico.

White (2004) ha determinato 4 segnali indipendenti della ACW caratterizzati da periodi che vanno da circa 3 fino a 17 anni, anche se *White e Simmonds* (2006) per descrivere le relazioni di fase dell'anomalia di temperatura con le precipitazioni e

tra le anomalie del campo barico superficiale con la densità e l'intensità dei cicloni extra-tropicali, definiscono come ACW il segnale con periodo pari a circa 4 anni filtrando tutti gli altri segnali e trovando ancora una relazione tra l'attività dell'ENSO e l'andamento della ACW.

CAPITOLO 2

Materiale e metodi e il data set utilizzato

La dinamica dei grandi sistemi di correnti marine è complicata da studiare in quanto spesso è il risultato dell'interazione di moti a scale spazio-temporali completamente differenti, la cui determinazione è un processo molto difficoltoso se non del tutto improponibile. Può verificarsi infatti che nello spettro di flussi oceanici non vi sia una chiara distinzione dei moti costituenti, specialmente quando i flussi che si esaminano sono particolarmente non omogenei e non stazionari. Queste problematiche si possono incontrare anche quando si lavora su dati ottenuti da strumenti lagrangiani, che per loro natura sono particolarmente adatti sia per stime di trasporto che per la caratterizzazione della dinamica di un'area, in quanto forniscono dirette informazioni circa il moto delle particelle nel flusso. Per avere una descrizione e determinazione dei processi di interesse, è necessario avere una serie di osservazioni sufficientemente distribuita nello spazio e nel tempo.

I dati utilizzati per lo studio della dinamica superficiale della ACC appartengono alla banca dati del World Ocean Circulation Experiment (WOCE). Prima di andare nel dettaglio del data set utilizzato e della strumentazione impiegata per la raccolta dati è opportuno descrivere in breve come si è svolto il WOCE e che tipo di informazioni è possibile ottenere dalla banca dati generata al termine del progetto.

2.1 Il World Ocean Circulation Experiment (WOCE)

Il progetto WOCE è nato all'interno del World Climate Research Programme (WCRP) come mezzo per la raccolta dei dati necessari per testare e migliorare i modelli di simulazione del clima a grande scala. Il WOCE è durato circa 10 anni con il maggior numero di osservazioni concentrato nel periodo 1990-1998. Sono stati monitorati tutti i bacini oceanici (Indiano, Pacifico, Atlantico e l'Oceano Meridionale) e i risultati ottenuti a tutti gli effetti possono essere considerati come la rappresentazione dello stato delle aree monitorate durante gli anni '90 e quindi

come base di partenza in relazione alla quale rapportare il futuro ma ovviamente anche i cambiamenti avvenuti rispetto gli anni precedenti l'inizio del monitoraggio. L'utilizzo dei dati quindi è stato ed è rivolto sia alla comprensione dei processi che caratterizzano le aree di misura, ma anche a migliorare le capacità di previsione dello stato del sistema oceano-atmosfera. Il sistema di osservazione ha prodotto dati di diverso genere: una parte consistente delle attività misura (WOCE Hydrographic Programme - WHP) ha previsto il monitoraggio di transetti attraverso aree considerate strategiche (figura 2.1) e quindi acquisizione lungo la verticale dei principali parametri idrologici. Ma le osservazioni hanno fornito anche immagini da satellite, misure di corrente (sia lagrangiane che euleriane) sia superficiali, che in profondità e lungo la verticale (profili ADCP), sezioni ripetute con XBT e misure del livello della superficie attraverso mareografi.

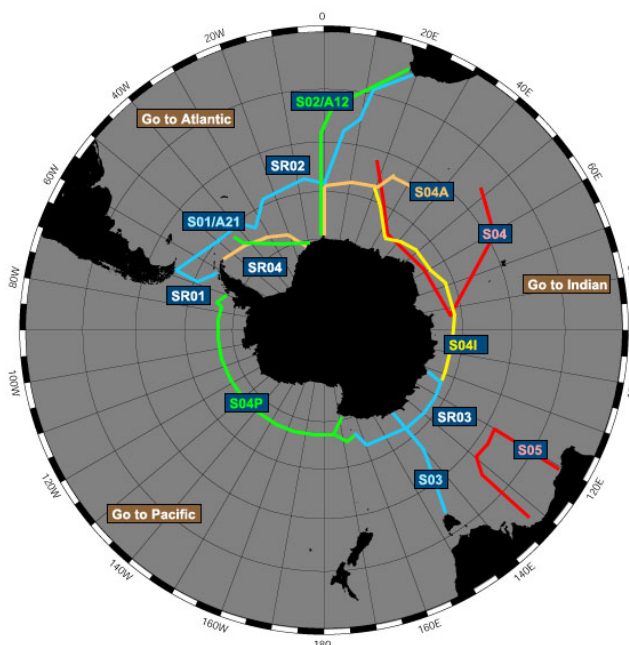


Figura 2-20- Transetti di misura del progetto WOCE nell'Oceano Meridionale.

La frequenza dei campionamenti è stata determinata ovviamente sulla base delle scale temporali dei processi di interesse e delle aree in cui sono avvenute le misure. Ad esempio, inizialmente era stato programmato almeno un campionamento annuale (due ove possibile) di ogni bacino oceanico e la ripetizione mensile su un periodo di diversi anni di stazioni fisse (queste misure sono chiamate Time Series Stations). Infine, anche se non con una cadenza stabilita in partenza, il progetto prevedeva la ripetizione, lungo la stessa rotta, di transetti di misura (Section Repeated – SR) con stazioni distanti tra loro

approssimativamente 30 miglia nautiche, distanza tale da consentire di risolvere la mesoscala oceanica (raggio di Rossby dell'ordine dei 100-200 Km).

Le stazioni sono state eseguite secondo un protocollo stabilito il quale, oltre a prevedere misure dei principali parametri fisici (temperatura, conducibilità e pressione) ed in alcuni casi dell'ossigeno in continuo dalla superficie fino al fondo, richiedeva il prelevamento a quote discrete di campioni d'acqua per la determinazione dei principali parametri bio-chimici e per calibrare le misure di salinità e quando disponibile, dell'ossigeno. I dati sono stati raccolti e riportati in *atlas*, uno per ogni bacino oceanico (http://www.woce.org/atlas_webpage/) ed è in oltre possibile scaricare i dati di interesse per zona, per parametro di misura, per campagna, etc... Sono in oltre disponibile file di documentazione dove sono riportate le principali procedure di acquisizione e trattamento dati.

Il progetto WOCE ha inoltre previsto e supportato progetti per lo sviluppo di modelli numerici sia di circolazione generale dell'oceano che accoppiati oceano-atmosfera con, in entrambi i casi, affiancate attività di assimilazione dati.

2.2 Data set e strumentazione utilizzata

I dati ottenuti da *drifters* nell'ambito del progetto WOCE sono disponibili su richiesta. Dal data set globale, gestito dal Drifter Data Center presso l'Atlantic Oceanographic and Meteorological Laboratory (AOML) del NOAA, sono state selezionate tutte le osservazioni a sud della latitudine di 45° S in modo da avere oltre alla fascia in cui si localizza l'ACC, all'incirca tra i 50 S e i 60 S (*Orsi et al.*, 1995), anche le aree immediatamente a nord e a sud. I dati vengono forniti avendo subito già un robusto trattamento (*Hansen e Poulain*, 1996, *Niiler et al.*, 2003) di cui si darà cenno nel corso del capitolo. I valori ottenuti dalla re-analisi a sei ore dei dati di vento NCEP/NCAR sono stati interpolati sulle posizioni delle boe in modo da ottenere il vettore vento nella stessa posizione e istante del vettore velocità boa ovvero corrente. Riassumendo, il data set che si ottiene richiedendo i dati al AOML del NOAA consiste in osservazioni ad intervalli regolari di 6 ore dove, alla posizione, vengono associati il vettore velocità della corrente stimata dalla boa in esame espresso in termini di componente meridionale e zonale, il valore di SST (laddove la boa considerata sia

dotata di sensore di temperatura) ed infine le componenti nel piano orizzontale del vettore vento. Il data set ottenuto selezionando tutte le boe a sud di 45° S, è costituito da circa 370.000 osservazioni relative a 438 traiettorie o tratti di traiettorie (figura 2) di boe lanciate a partire dal 1989 fino al 2002. I risultati ottenuti dall'analisi di questo data set sono rappresentativi quindi del periodo indicato.

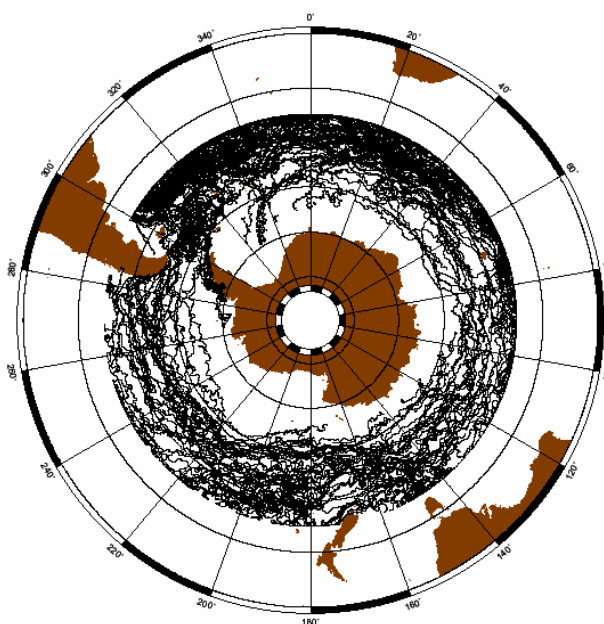


Figura 2-2 -Traiettorie dei drifters che transitano nell'Oceano Meridionale

I dati sono stati raccolti utilizzando boe del tipo WOCE-TOGA SVP (figura 3). Tali boe sono composte da una parte parzialmente emersa e da una immersa; la prima è costituita da una sfera di materiale plastico compatibile con l'acqua di mare (Pazan e Niiler, 2001) all'interno della quale è contenuta l'elettronica necessaria per la trasmissione di un segnale che viene rilevato dal sistema di localizzazione e acquisizione dati (Data Location and Collection System) della Argos, trasportato dai satelliti ad orbita polare della NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration). Agganciata ad un cavo, collegato in superficie alla sfera, si trova una sorta di "vela" (componente immersa) necessaria affinché l'azione del vento, che agisce sulla parte emersa della boa, sia compensato e massimizzato l'effetto di trascinamento dovuto alla corrente. Questa tipologia di *drifter* è stata sviluppata con l'obiettivo di ottenere un modello che diventasse standard, che a differenza di strumenti simili avesse un costo minore, fosse facile da gestire nella fase di rilascio e con un sistema di "ancoraggio" (la vela) che mantenesse la forma anche in flussi a forte *shear* verticale. Lo sviluppo è avvenuto a partire dal 1982 nell'ambito dei Surface Velocity Programme (SVP) del progetto

Tropical Ocean Global Atmosphere (TOGA) e del WOCE. La struttura definitiva della boe è stata ottenuta dopo numerosi tentativi valutati seguendo criteri rigorosi che ovviamente includevano la capacità da parte della boa di seguire il flusso (Niiler *et al.*, 1987 e 1995). In particolare questo aspetto è stato valutato mediante l'applicazione di correntometri a punto fisso sulla parte alta e bassa della vela.

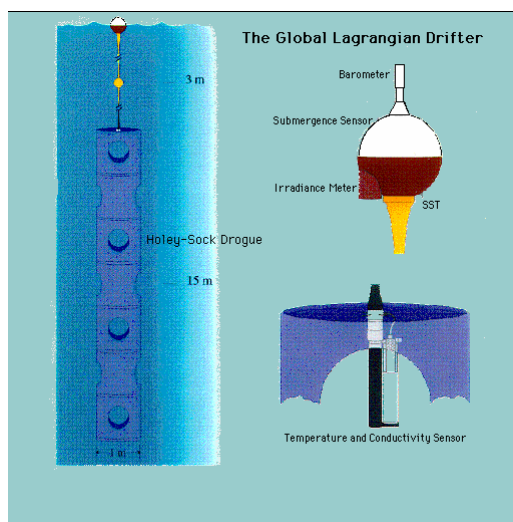


Figura 2-3 -Schema della boe SVP

La sfera superficiale ha dimensioni che variano da 30 a 40 cm di diametro e contiene: le batterie (4-5 gruppi da 7-9 batterie alcaline), un trasmettitore, un termistore per la rilevazione della SST e inoltre potrebbe includere altri sensori come la conducibilità o la pressione barometrica. E' dotata anche di un sensore immerso necessario per verificare la presenza della vela. Può capitare infatti che la vela si stacchi variando così la capacità della boa di seguire la corrente e dando di conseguenza informazioni non corrette. La vela è centrata 15 metri sotto la superficie del mare con una lunghezza e diametro che possono variare, a seconda dei tipi e delle ditte di produzione, rispettivamente da circa 6.5 m a 1.5 m e da circa 90 cm a 60 cm. Ogni elemento della vela presenta due fori opposti e tra un elemento ed il successivo i fori sono ruotati di 90 gradi. Questa disposizione è stata realizzata al fine di precludere la formazione di piccoli vortici che potrebbero influenzare la traiettoria della boa.

Mentre le dimensioni della boa possono variare al variare della casa che la costruisce, il rapporto tra il prodotto del coefficiente di *drag* della vela per la l'area della sua sezione trasversale (*drag ratio*) e la somma di tutte le aree di *drag* degli altri componenti della boa deve essere circa 40 per qualsivoglia tipo di boa SVP. In realtà tale rapporto può variare nell'intervallo 37.5 – 45.9 e consente comunque di avere un effetto di trascinamento nella direzione di un vento

(*downwind slip*) che soffia ad una velocità pari a 10 m s^{-1} , di 0.7 cm s^{-1} (Pazan e Niler, 2001).

Il rilascio delle boe può essere fatto ovviamente da navi da ricerca a bassa velocità, ma anche da navi di opportunità che procedono a pieno regime. Prima del lancio, la vela ed il cavo sono raccolti in modo tale da evitare di creare volte o spire che potrebbero precludere il corretto posizionamento della boa una volta in mare. Per questo le due parti sono bloccate con del nastro di carta che a contatto con l'acqua si dissolve lasciando libere le parti. E' necessaria circa un'ora affinché la boa possa assumere il giusto assetto. E' stato inoltre testato con successo il lancio di boe SVP da aereo (Lumpkin e Pazos, 2006).

La posizione della boa è determinata attraverso lo *shift* Doppler dovuto al moto relativo satellite–boa. La frequenza del segnale trasmesso dalla boa risulterà più alta o più bassa a seconda che il satellite si avvicini o allontani dalla posizione della sorgente del segnale (figura 4a).

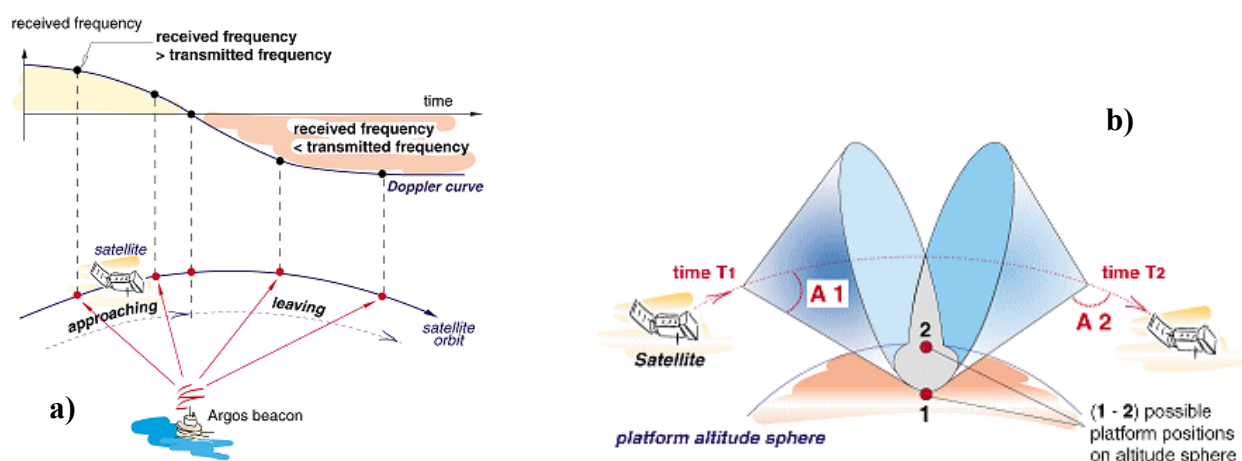


Figura 2-4 – Schematizzazione del processo di individuazione da satellite della posizione di una boa. a) Shift Doppler del segnale trasmesso e b) determinazione del luogo di posizione della boa (dall'Argos User Manual, <http://www.cls.fr/manuel/>)

Al giungere del segnale emesso dalla boa, il satellite misura frequenza e istante di arrivo definendo il luogo dei possibili punti, ovvero un cono (figura 4b) il cui vertice è dato dalla posizione del satellite all'istante di arrivo del segnale e l'angolo al vertice è funzione della differenza tra la frequenza misurata dal satellite e quella trasmessa dalla boa. Eseguite due misure ad istanti differenti, si ottengono due coni la cui intersezione origina due punti possibili dove può essere localizzato il trasmettitore. Per ogni posizione un'applicazione del metodo dei minimi quadrati consente di rifinire la posizione della sorgente e la frequenza del segnale trasmesso; infine, tra le due posizioni, verrà scelta quella con migliore

continuità della frequenza e che passi alcuni test di plausibilità. L'Argos stima l'errore di localizzazione della boa in un intervallo tra 150 e 1000 m laddove gli errori più alti si verificano quando il passaggio del satellite è "prossimo" alla boa ma non esattamente sopra. In questo caso si può creare una ambiguità sul lato nel quale si trova la boa rispetto al satellite, con errori più marcati sulla componente zonale piuttosto che su quella meridionale (*Lumpkin e Pazos, 2006*).

Ditte costruttrici delle boe tipo SVP stimano una durata media di circa 400 giorni. *Lumpkin e Pazos (2006)* hanno verificato tale stima determinando il periodo di funzionamento di tutti i *drifters* rilasciati tra il 1998 ed il 2003. La valutazione è stata fatta solo sulle boe che hanno terminato il funzionamento naturalmente (per esempio sono state escluse quelle spiaggiate e quelle prelevate da imbarcazioni da pesca). Il dato è incoraggiante in quanto la durata media è cresciuta da 291 giorni nel 1998 a circa 400 giorni nel 2002 con picchi di 485 nel 2001.

2.3 Trattamento dei dati grezzi ottenuti dalle boe

Come è stato accennato nel precedente paragrafo, le posizioni delle boe contengono un errore dovuto a cause differenti (rumore strumentale, imprecisioni nella conoscenza dell'orbita satellitare etc...). Se si dispone di un numero "adeguato" di osservazioni successive della posizione della boa l'errore sarà più contenuto (specialmente l'errore casuale). L'Argos inoltre fornisce per ogni posizione un indice di qualità probabilistico detto classe di locazione (*location class-LC*), offrendo all'utente la possibilità di ricevere i dati che rispondono ad una determinata accuratezza statistica.

Il numero di passaggi dei satelliti ad orbita polare varia a seconda della latitudine, essendo massimo nelle regioni polari (massimo teorico è 28 passaggi) e minimo (inizialmente tra 8 e 9 passaggi) nella fascia equatoriale. Da dicembre 2004 il numero di passaggi nelle regioni equatoriale è salito fino a 16-20 grazie alla disponibilità della completa costellazione di satelliti. E' importante notare che il transito del satellite può essere sfruttato solo se la boa emette il segnale per la localizzazione. Talvolta (essenzialmente per contenere i costi di gestione) alle boe è consentita la trasmissione solo per un periodo della giornata, ad esempio

trasmette per 12 ore e per le restanti è in *stand by*. Ovviamente la boa sarà localizzabile solo durante il periodo in cui trasmette (*duty cycle*- DC).

I dati delle boe WOCE sono stati processati all'AOML Drifter Data Assembly Center (DAC), dove sono sottoposti ad alcune procedure di controllo ed interpolati a 6 ore. La procedura di controllo prevede una prima fase di ispezione visiva dei dati per determinare quale boa sia ancora attiva e quale invece non dia più dati utili. Boe che sono attive ma che o perché finite sulla costa o perché pescate, sono eliminate dal data set globale. Rappresentando le traiettorie ottenute sino a quel momento è possibile comprendere in che stato sia la boa. La seconda fase consiste nell'individuare le boe che sono ancora munite di vela. Per questo aspetto un apposito *flag* contenuto nel messaggio trasmesso al satellite e re-diretto al DAC indica lo stato del sensore presente sulla boa. Se dal messaggio si evince che la vela è persa, l'acquisizione dati si ferma all'ultima localizzazione utile prima dello sgancio e i dati successivi vengono trattati separatamente.

La terza fase è quella che consente l'eliminazione degli errori più importanti ed avviene seguendo una schema di controllo della qualità del dato diviso in due fasi. *Hansen e Poulain* (1996) hanno stilato la procedura che è diventata uno standard di riferimento. Come accennato all'inizio del paragrafo, i dati di posizione sono corredati di un indice che da indicazione circa la sua accuratezza. Essendo la LC di natura probabilistica non è escluso il verificarsi di errori accidentali rilevanti, specialmente nei casi in cui il DC non sia continuo e la trasmissione avvenga solo durante una parte del giorno e non per tutti i giorni. La metodologia consente di ottenere i dati interpolati a sei ore, in cui gli errori e le posizioni incerte sono scartati. La velocità è infatti calcolata mediante il metodo delle differenze finite utilizzando solo i dati che hanno superato il criterio di validazione. La velocità media tra due osservazioni successivi è data da :

$$\bar{U} = \frac{1}{t_{i+1} - t_i} \int_{t_i}^{t_{i+1}} u(t) dt = \frac{1}{t_{i+1} - t_i} \int_{t_i}^{t_{i+1}} \partial_t x(t) dt = \frac{x_{i+1} - x_i}{t_{i+1} - t_i} \quad (2.1)$$

Se le posizioni x_i sono corrette, è stabilito da una procedura che esamina due volte la serie di osservazioni, prima seguendo l'ordine delle osservazioni del tempo (*forward in time*) e poi in senso inverso (*backward in time*). Nei due passaggi (in avanti e all'indietro), considerata valida la posizione iniziale x_i , se la velocità calcolata tra x_i e x_{i+1} è superiore ad una soglia prestabilita, la seconda osservazione viene marcata come “cattiva” e si procede finché la velocità tra la

posizione iniziale e quella corrente non sia entro i limiti stabiliti. A questo punto si marca come buona la posizione corrente che diventa quella iniziale e si procede in avanti. La stessa procedura viene eseguita nel procedere all'indietro nel tempo, quindi i punti marcati cattivi in entrambe le direzioni si scarteranno mantenendo invece gli altri. La velocità per la soglia viene stabilita in base a conoscenze pregresse riguardo l'area di interesse e sulla base di istogrammi della velocità. Alla fine della procedura può risultare necessario rivedere la soglia (ad esempio per la presenza di ulteriori *spike*), stabilendone una più restrittiva e ripetere da capo il processo di controllo. Una volta che i dati sono stati validati, la fase successiva consiste nel regolarizzare la serie temporale interpolando ad un intervallo fissato. *Hansen e Poulain* (1996) hanno applicato il metodo di Kriging, interpolando i dati di posizione indipendentemente. Il metodo utilizzato si basa sull'assunzione che considera il dato osservato composto da una componente data dal segnale "vero" a cui si sovrappone un rumore, ritenuto quest'ultimo essere bianco e a media nulla. I valori interpolati sono calcolati come combinazione lineare di osservazioni prossime nel tempo a quella in esame, ovvero se si indica con x_0^* il valore interpolato:

$$x_0^* = \sum_{i=1}^n w_i x_i \quad (2.2)$$

dove, x_i sono i valori osservati e w_i sono dei pesi da determinare. Esistono differenti metodi per definire i pesi ed in particolare in questa applicazione sono stati calcolati in modo che la media della differenza al quadrato tra il valore misurato e quello interpolato sia minima. Nel metodo di Kriging la posizione vera è descritta attraverso una funzione struttura S . In questo caso S è stata rappresentata mediante l'uso di un modello frazionario Browniano (*fractional Brownian model* –FBM) che descrive i moti a partire da processi di diffusione browniani (non correlati) a processi di avvezione lineare perfettamente correlati. La forma generale del FBM utilizzato è :

$$\hat{S} = \alpha \tau^\beta \quad (2.3)$$

dove τ rappresenta il tempo e α e β sono parametri che possono essere determinati da dati sperimentali. *Hansen e Poulain* hanno determinato i due valori da osservazioni ottenute da boe rilasciate nel Pacifico tropicale nel periodo 1988-1993 ed il risultato che hanno ottenuto sostituendo nell'equazione 3 i parametri calcolati, consiste in modello che risolve sia i processi di avvezione che di

diffusione, dove l'avvezione è più rilevante per gli spostamenti zonali. Tale risultato è in accordo con studi che hanno evidenziato come nella fascia tropicale i processi di dispersione siano caratterizzati da anisotropia, con la componente zonale prevalente rispetto a quella meridionale. Ottenuti i dati di posizione interpolati a 6 ore, la componente meridionale e zonale della velocità è stata calcolata attraverso il metodo delle differenze finite al centro, eseguendo il calcolo sullo spostamento ottenuto in 12 ore.

2.4 Distribuzione dei dati nello spazio e nel tempo

In figura 5a è riportata la distribuzione delle osservazioni nel corso degli anni di campionamento e in figura 5b il numero di osservazioni per ogni mese dell'anno. Il numero di rilasci è drasticamente aumentato a partire dal 1995 con un massimo nell'anno successivo, una lieve flessione nel triennio successivo al 1997 e un nuovo incremento nel 2001. In sostanza si può affermare che i risultati ottenibili dall'analisi di questo data set saranno rappresentativi del settennio 1995-2002.

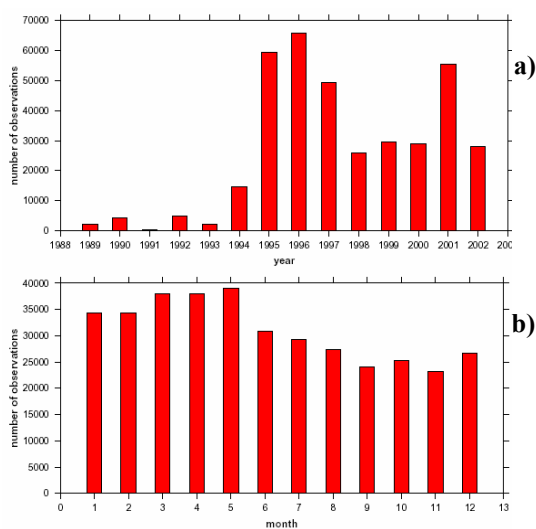


Figura 2-5 Distribuzione annuale (a) e mensile (b) dei dati

La distribuzione mensile delle osservazioni mostra minori differenze tra le differenti classi anche se il numero di dati è sempre più elevato nei primi mesi dell'anno (fino ad aprile, quando si ha il massimo assoluto) per poi diminuire non oltre il 30% rispetto al massimo nei restanti mesi dell'anno. Il maggior numero di osservazioni nei primi mesi dell'anno potrebbe essere attribuito al fatto che durante quei mesi, che corrispondo per buona parte all'estate australe, il

raggiungimento dell'area intorno l'Antartide è consentito dallo scioglimento dei ghiacci ed è quindi il periodo durante il quale si svolgono il maggior numero di spedizioni scientifiche.

Al fine di una completa comprensione delle caratteristiche del data set in figura 6a e b sono riportati il numero di osservazioni e di boe in sotto-regioni di dimensioni fisse (la scelta delle dimensioni verrà discussa più in dettaglio in seguito). In effetti le due mappe danno la stessa informazione, ovvero come varia la densità dei dati nell'area esplorata, anche se dal numero di boe per sotto-area, abbiamo indicazioni anche riguardo il livello di rappresentatività dell'informazione che si ottiene dalla cella. Come si può notare vi è una maggior concentrazione di osservazioni nelle fascia subtropicale ed in particolare in quella atlantica. Qui la densità delle boe è anche tre volte (figura 6a) superiore rispetto a quella nella fascia prossima al continente antartico nello stesso settore e alla stessa latitudine nei settori pacifico ed indiano. Vale la pena notare che se nel settore Atlantico ad una maggior numero di boe per sottoregione corrisponde un maggior numero di osservazioni, nel Pacifico e nell'Indiano, il numero di boe è pressoché costante anche se il numero di osservazioni per sottoregione è più alto in un'area grosso modo centrata sulla Nuova Zelanda.

Questo aspetto, anche se in modo molto qualitativo, può dare delle indicazioni circa la fenomenologia e la sua variabilità, in una data area.

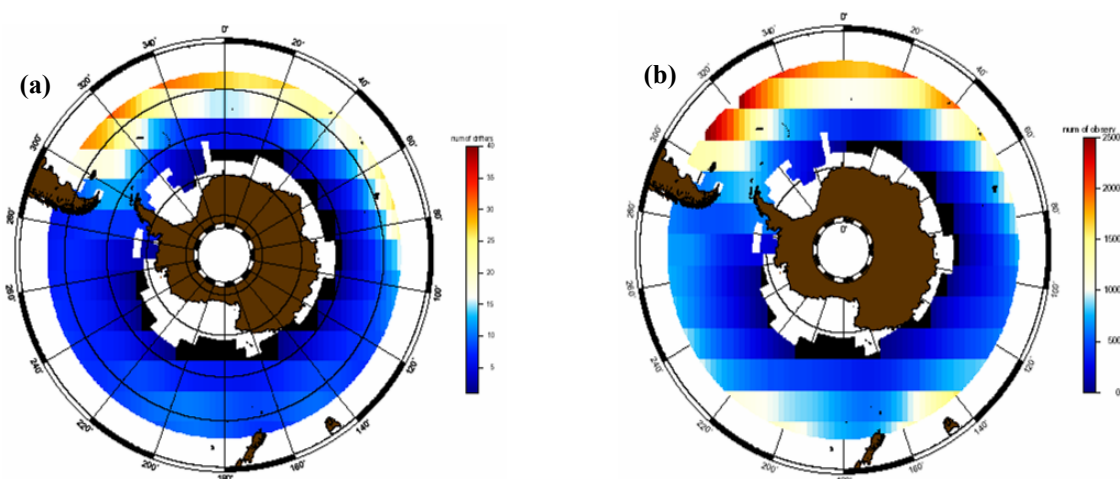


Figura 2-6 – Densità dei dati espressa in numero di boe (a) e numero di osservazioni (b)

CAPITOLO 3

Descrizione pseudo-euleriana: determinazione del campo medio

3.1 Il problema in generale

Le necessità di caratterizzare in termini euleriani dati ottenuti da strumenti lagrangiani nasce dal fatto che i parametri statistici lagrangiani non sono efficaci nel descrivere proprietà che, come il flusso medio e le strutture di mesoscala, variano nello spazio (*Davis*, 1991). La relazione tra la posizione e un marcatore lagrangiano non è sufficientemente diretta affinché la statistica lagrangiana possa descrivere accuratamente strutture definite nello spazio, specialmente se aumenta l'intervallo di tempo dall'istante del rilascio. Quando il problema che si pone consiste nel descrivere flussi non omogenei, come nel caso dei grandi sistemi di correnti oceaniche, è opportuno quindi utilizzare un approccio che si avvicini a quello euleriano. Affinché questo sia possibile anche utilizzando strumenti lagrangiani, il campo moto U_t ottenuto dai dati di boe si scompone in due componenti principali, \bar{U} e u' che rappresentano processi a scale spaziali e temporali ben distinte. \bar{U} è la componente media del moto, caratterizzata da ampie scale spaziali mentre u' è la componente turbolenta che determina prevalentemente i fenomeni di mesoscala. In sostanza si può considerare che il moto di una particella d'acqua sia il risultato dell'avvezione dovuta al campo medio e da un processo di diffusione turbolenta dovuta ad u' . Il valore di U_t è quello misurato dalle boe quindi un volta nota una delle due componenti anche l'altra risulta essere determinata.

Generalmente la strada che si segue è quella di risolvere il campo medio. Il metodo classico utilizzato per compiere questa operazione consiste nel dividere l'area di interesse in sottoregioni o *bin* di dimensione stabilite a priori, mediare tutti i valori di velocità misurati dalle boe che transitano all'interno di una data sottoregione, per ottenere infine un unico vettore corrente riferito al centro della sottoregione (*Richardson*, 1983 e 2005, *Brugge* 1995, *Poulain et al.*, 1996, *Reverdin et al.*, 2003). Il metodo si basa sull'ipotesi implicita che le boe, muovendosi in modo casuale, campionano i sistemi di corrente che sono variabili nello spazio e nel tempo. Se tecnicamente il calcolo è relativamente semplice,

sorge qualche complicazione quando si devono definire le dimensioni delle sottoregioni. In genere vengono scelte in modo che il flusso all'interno di ognuna di esse sia omogeneo e stazionario. Se il flusso è significativamente disomogeneo può essere necessario dover ridurre le dimensioni delle sottoregioni, ed il rischio in questo caso è quello di indebolire la statistica con un numero troppo basso di osservazioni per sottoregione. D'altro canto va anche detto che se si vuole una rappresentazione abbastanza definita della circolazione e non rischiare di mediare strutture di interesse, è necessario scegliere sottoaree di dimensioni non troppo elevate. Ci si trova nella classica situazione in cui bisogna trovare un compromesso tra risoluzione spaziale e necessità statistiche. Per giungere ad una soluzione del problema si può far ricorso alla statistica lagrangiana (*Brugge*, 1995). Come nel caso di una statistica "normale", l'errore sulla media della velocità è dipendente dalla varianza, quindi dal livello di energia cinetica e dal numero di dati, con la differenza che i successivi valori di velocità non sono indipendenti tra loro. Infatti un punto della traiettoria di una boa "ricorda" il suo percorso per un determinato tempo detto scala temporale integrale lagrangiana, che verrà indicato con T_L . Dato quindi un certo livello di errore è possibile calcolare un numero minimo N_{min} di dati per sottoregione affinché si abbia un risultato statisticamente attendibile. Si pongono però alcuni problemi; il primo è che N_{min} non sarà fisso per ogni cella; inoltre la quantità di dati necessaria per determinare le grandezze statistiche lagrangiane è molto alto e non sempre i data set soddisfano questa esigenza. Si potrebbe quindi procedere per esempio nel valutare la scala spaziale necessaria per filtrare i processi di mesoscala al fine di ottenere una dinamica omogenea all'interno della sottoarea (*Poulain*, 2001), valutando inoltre l'intervallo temporale tra due successive osservazioni della velocità in modo da ottenere almeno una osservazione in ogni sottoarea attraversata da una data boa.

Derivare una grandezza euleriana da dati lagrangiani può dar luogo ad una stima affetta da *bias* del quantità euleriana. Le cause possono essere di diverso genere (*Davis*, 1991 e 1998) e legate ad esempio alla distribuzione non omogenea delle boe, oppure ad aree che per caratteristiche dinamiche risultano maggiormente campionate rispetto ad altre (ad esempio aree di convergenza).

Garraffo et al. (2001) hanno valutato l'errore nel calcolare velocità euleriane da dati lagrangiani utilizzando un flusso numerico con caratteristiche simili a quelle

di un flusso oceanico realistico. In questo caso la vera media euleriana è nota ed è quindi possibile calcolare l'errore che si compie utilizzando la stima pseudo-euleriana della velocità. E' stato riscontrato un errore dell'ordine dei 10 cm s^{-1} in regioni con correnti molto intense, con valori massimi intorno ai 20 cm s^{-1} , anche se test statistici mostrano che tali differenze non sono di solito statisticamente significative, con delle eccezioni in zone dove la dinamica è più complessa (ad esempio in corrispondenza delle correnti lungo i margini occidentali dei continenti). La maggiore fonte di incertezza sembra derivare dalla capacità dei *drifters* (numerici) di campionare in modo uniforme area a differenti caratteristiche dinamiche, determinando appunto misure di velocità affette da *bias*. Tale aspetto è stato messo in evidenza anche in studi su di misure *in situ* (ad esempio *Uchida et al.*, 1998) così come in alcuni casi non è stato verificato come riportato da *Jakobsen et al.* (2003). In questo lavoro gli autori hanno utilizzato un metodo differente per la determinazione della componente media del campo di velocità, considerando sempre delle sottoregioni di dimensioni fisse e tutte le osservazioni in esse contenute, ma mediando il valore di velocità prima su ogni singolo segmento di boa e successivamente eseguendo la media su i valori ottenuti per ogni tratto di traiettoria. Confrontando con i risultati ottenuti mediante l'applicazione del metodo classico, *Jakobsen et al.* hanno riscontrato valori simili per la direzione del vettore velocità ma per il modulo il metodo classico mostra valori inferiori del 20% circa.

3.2 Utilizzo delle funzioni *spline* per la determinazione del campo medio

L'assunzione di partenza per la caratterizzazione del flusso osservato in termini pseudo-euleriani, è che il campo medio e componente turbolenta siano chiaramente separati e risolvibili. Questa è anche l'assunzione fondamentale per l'equazione di avvezione e diffusione e la parametrizzazione della componente turbolenta mediante il coefficiente di diffusione K (*Taylor*, 1921). Se si indicano con $\mathbf{u}_n(t)$ e $\mathbf{x}_n(t)$ rispettivamente la velocità e la posizione al tempo t della n -sima boa, il coefficiente di diffusione K è dato dalla relazione:

$$K_{i,j}(\tau) = \frac{1}{2} \frac{d}{d\tau} \langle [x_i(t+\tau) - x_i(t)] [x_j(t+\tau) - x_j(t)] \rangle \quad (3.3)$$

dove il simbolo $\langle \rangle$ significa che la media è fatta su molti segmenti di boe. La funzione di autocovarianza lagrangiana valutata lungo la traiettoria della boa è invece data dalla relazione:

$$R(\tau) = \langle u'(t)u'(t+\tau) \rangle \quad (3.4)$$

dove u' rappresenta la componente turbolenta. Nell'ipotesi di intervalli di tempo τ più grandi della scala temporale integrale lagrangiana T_L , K può essere dato dalla relazione

$$K_{i,j}(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^\tau [R_{i,j}(s) + R_{j,i}(s)] ds \quad (3.5)$$

Per $\tau \rightarrow \infty$, K tende al suo valore asintotico K^∞ . Nel caso in cui il campo turbolento possa essere considerato omogeneo e stazionario allora si avrà che K^∞ è dato dalla relazione

$$K^\infty(t) = \int_0^t R(\tau) d\tau \quad (3.4)$$

Per caratterizzare i processi di diffusione in una data regione quindi, ovvero per una stima di K da dati delle boe, è necessario che esse spendano un tempo sufficientemente lungo per ottenere K^∞ . Se ora prendiamo in considerazione un flusso non omogeneo (così come accade nella realtà) e cerchiamo di calcolare mediante il metodo dei *bin* il campo medio associato al flusso, si sarà costretti a ridurre le dimensioni delle sotto-aree in modo tale da avere statistiche della velocità omogenee, con la conseguenza però che le boe non spenderanno un tempo sufficientemente lungo in ognuna di esse per poter avere una stima corretta di K^∞ . Aumentando il numero di boe il problema non si risolve in quanto legato al tempo che ognuna di esse spende all'interno del *bin*; aumentando le dimensioni delle celle si abbassa la risoluzione spaziale e si rischia che la dispersione delle boe sia dominata da *shear* orizzontale del campo medio di velocità piuttosto che dalla componente turbolenta.

Bauer et al. (1998) hanno studiato la possibilità di decomporre un flusso oceanico non-stazionario, con forti disomogeneità. In questo studio per la determinazione della componente media del campo di moto, è stato usato una schema di interpolazione basato sull'utilizzo di *spline* bi-cubiche (Sbc da qui in poi) (*Inoue*, 1986), già precedentemente utilizzate su altri data set (*Mariano e Brown*, 1992). Le misure in oceano, per cause differenti, sono spesso distribuite irregolarmente e per analizzare dati con questa caratteristica, alla quale magari si aggiunge del

rumore, subentra la necessità di eseguire un *fit* utilizzando delle funzioni continue. Se esiste un appropriato modello fisico per descrivere tale distribuzione, allora i parametri del modello possono essere determinati attraverso il metodo dei minimi quadrati, altrimenti ci si trova nella condizione di dover ottenere una distribuzione continua assumendo a priori che essa sia *smooth* (Inoue, 1986).

Il metodo introdotto da *Bauer et al.* (1998) si basa sul principio che la funzione desiderata minimizza la norma L_2 composta dai residui, dalla derivata prima e seconda; a loro volta i tre parametri rappresentano rispettivamente la differenza tra valore ottenuto dal *fit* e la misura, le fluttuazioni e la il grado di curvatura della funzione interpolante. Quest'ultima è rappresentata mediante appunto *spline* bi-cubiche che sono particolarmente adatte per la stima di campi da dati distribuiti irregolarmente.

Il risultato che si ottiene dall'applicazione di Sbc, dipende essenzialmente da 4 parametri:

- 1) la distanza dei nodi della spline, ovvero su quanti tratti viene eseguita l'interpolazione;
- 2) un parametro detto tensione (τ) che serve a controllare la formazione di oscillazioni non naturali nella funzione interpolante;
- 3) un parametro detto rugosità (ρ), che misura il grado di curvatura della funzione interpolante;
- 4) un parametro peso associato alla incertezza nei dati.

Sulla base di precedenti studi (Bauer et al., 1998, Inoue 1986), lo spazio tra i nodi, la tensione e il peso sono parametri che una volta definiti restano costanti. In particolare, lo spazio tra i nodi deve essere tale da averne un numero sufficiente in quanto, un numero troppo basso, determinerebbe soluzioni troppo *smooth*. La tensione varia in un intervallo tra 0 e 1 e nelle applicazioni effettuate il suo valore è stato posto uguale a 0.99; con tale valore è possibile evitare oscillazioni nella soluzione, specialmente nelle regioni più vicine ai limiti del dominio o dove non si hanno dati. Infine il peso, che può essere considerato come l'incertezza su ogni valore di velocità osservato, è stato scelto proporzionale all'inverso del valore della stimata deviazione standard della componente turbolenta. Una volta fissati i tre parametri, l'unico che rimane da determinare è il parametro ρ . Questa operazione richiede più attenzione in quanto non è banale trovare quale sia il

valore “giusto”; valore troppo bassi determinano infatti una soluzione molto *smooth*, mentre valori alti fanno sì che la soluzione sia affetta da livelli rilevanti di rumore. In pratica il ρ desiderato avrà un valore intermedio tra i due che danno soluzioni estreme e quindi il lavoro da compiere per individuarlo consiste innanzitutto nello stabilire gli estremi; dall’intervallo di valori determinato, possibilmente abbastanza ampio, si calcolano soluzioni per *ogni* ρ a sua volta ottenuto ad incrementi costanti. Il problema che si pone è come effettivamente stabilire quale tra due soluzioni a ρ differenti, che sembrano realistiche, sia quella giusta.

In condizioni di turbolenza omogenea, la funzione di autocovarianza lagrangiana (equazione 3.2) tende a zero e il coefficiente di diffusione K , che ne è l’integrale, tende al suo valore asintotico come in figura 1 a e b.

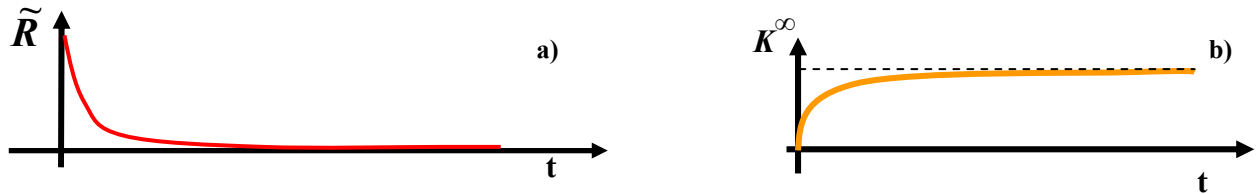


Figura 3-21 Andamento teorico delle funzione di autocovarianza lagrangiana (a) e del coefficiente di diffusione (b)

Indicando con \tilde{R}_ρ la funzione di autocovarianza che si ottiene applicando la (3.2) per gli scarti u'_ρ , se la \tilde{R}_ρ tende a zero in un intervallo $[T_L T]$ dove T rappresenta il periodo complessivo di osservazione, il valore di ρ scelto può essere ritenuto giusto. *Bauer et al.*, hanno definito una metrica al fine di valutare se il ρ utilizzato sia appropriato, ovvero se \tilde{R}_ρ tende a zero. La metrica è dalla relazione:

$$M[\tilde{R}(\rho)] = \left[\frac{1}{T_{\text{int}}} \int_{T_{\text{min}}}^{T_{\text{max}}} d\tau \left(\frac{1}{\sigma_u^2} \tilde{R}_u^2(\tau; \rho) + \frac{1}{\sigma_v^2} \tilde{R}_v^2(\tau; \rho) \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$

e rappresenta l’ampiezza della rms (*root mean square*) di \tilde{R}_ρ che dovrebbe essere minima per il valore di ρ considerato. Nella relazione (3.5) $T_{\text{int}} = T_{\text{max}} - T_{\text{min}}$ dove T_{max} e T_{min} sono contenuti nell’intervallo $[T_L T]$. In pratica è come se fissati T_{max} e T_{min} sull’asse dei tempi di figura 1a, si cercasse di minimizzare l’area sottesa dalla curva di \tilde{R} nell’intervallo di tempo individuato dai due valori. In realtà la curva dell’autocovarianza non è esattamente come quella rappresentata in figura 3a, ma tende a zero e in seguito oscilla intorno a tale valore. Esempi di curve reali della

componente zonale e meridionale di $\tilde{\mathbf{R}}$ sono riportati rispettivamente in figura 2 a e b. In figura 2e è riportato l'andamento della metrica in funzione di ρ . Il valore giusto è facilmente individuabile per $10 < \rho < 100$ in corrispondenza del quale la funzione di autocovarianza e la metrica tendono a zero e il coefficiente di diffusione al suo valore asintotico.

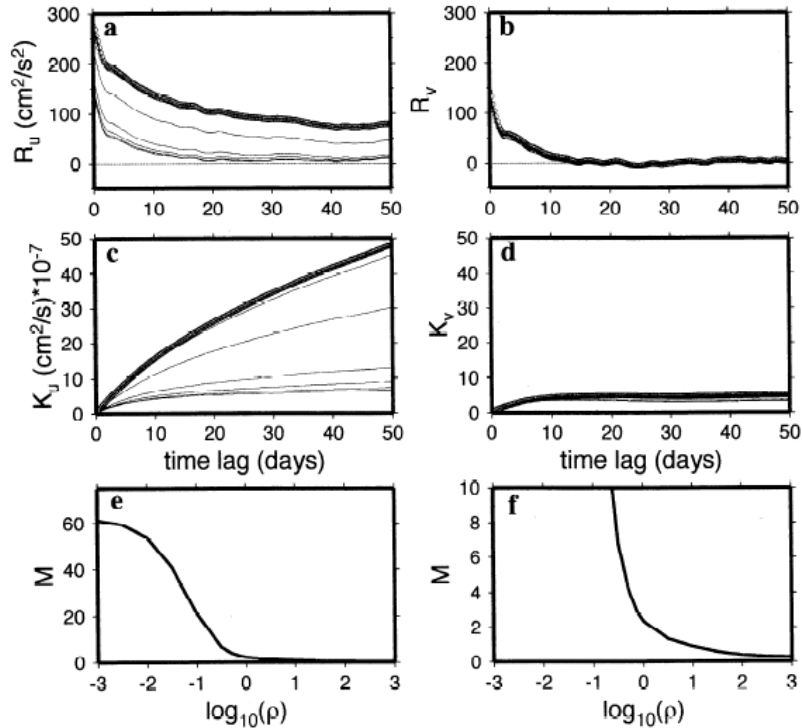


Figura 3-22 Stima delle componenti zonale (a) e meridionale (b) della funzione di autocovarianza e del coefficiente di diffusione (c) zonale e (d) meridionale ottenuti per un intervallo di valori della rugosità compreso tra 10^{-3} e 10^3 . (e) andamento della metrica in funzione di ρ e nel pannello (f) è riportato uno zoom di (e) (da Bauer et al., 1998).

3.3 Applicazione del metodo delle *spline* al data set dell'Oceano Meridionale

Il metodo proposto da *Bauer et al.* (1998), applicato già con successo su aree e bacini di dimensioni più limitate (ad esempio *Falco et al.*, 2000), è stato utilizzato per determinare la componente media del campo di velocità derivato dal data set in uso per questo lavoro di tesi. I dati di tutte le boe sono stati raggruppati in un unico *file* che rappresenta l'elemento principale della procedura che porta alla determinazione del campo medio. Gli altri parametri di input sono i 4 elementi indicati nel paragrafo precedente e tra questi, durante la procedura, solo ρ è stato fatto variare in un intervallo compreso tra 10^{-3} e 10^3 , incrementando il valore di un ordine di grandezza ad ogni valutazione successiva. Vengono inoltre definiti i

limiti geografici della zona ed indicato un valore di T_L . Per ogni applicazione la procedura valuta il campo medio anche mediante il metodo dei *bin* per cui in fase di impostazione è necessario fornire anche le dimensioni delle celle. Per questo studio il valore scelto è stato di 5° in longitudine (B_{inx}) e 2.5° in latitudine (B_{iny}).

Sono state eseguite diverse applicazioni al fine di ottenere la combinazione di parametri che potesse produrre i migliori risultati, ovviamente valutati in termini di andamento della funzione di autocovarianza, della metrica e del campo medio ottenuto (valutato anche in relazione al campo medio derivato dal metodo dei *bin*). Per ogni applicazione è stato usato un valore diverso della distanza tra i nodi. Si indicherà con D_x e D_y la distanza rispettivamente lungo la direzione zonale e meridionale. Sulla base di studi precedenti, D_x e D_y sono stati posti inizialmente pari circa a 4 volte il rispettivo valore delle dimensioni dei *bin*. Quindi si è proceduto come primo tentativo impostando una distanza tra i nodi pari a 20 in longitudine e 10 in latitudine. In tabella 3.1 sono riportati i valori di ingresso per le principali applicazioni eseguite al fine di determinare il campo medio.

N. A.	D_x	D_y	ρ	τ	B_{inx}	B_{iny}	$T_L(\text{giorni})$
1	20	10	$10^{-3} \div 10^3$	0.99	5	2.5	2
2	30	15	$10^{-3} \div 10^3$	0.99	5	2.5	2
3	10	5	$10^{-3} \div 10^3$	0.99	5	2.5	2
4	5	2.5	$10^{-3} \div 10^3$	0.99	5	2.5	2
5	5	2.5	$10^{-3} \div 10^3$	0.1	5	2.5	2
6	5	2.5	$10^{-3} \div 10^3$	0.6	5	2.5	2

Tabella 3.1 – Parametri per il calcolo del campo medio. N.A. sta per numero applicazioni

I risultati che maggiormente rispondono ai criteri stabiliti per la valutazione, sono stati ottenuti nel caso 4, i cui parametri in tabella sono evidenziati in giallo. Di seguito vengono riportati l'andamento della funzione di autocovarianza calcolata sia per la componente zonale u' (figura 3 da a g) che meridionale v' (figura 4 da a g) della turbolenza e che si indicheranno con R_u e R_v rispettivamente; u' e v' si ottengono per differenza tra il valore corrente della velocità della boa e quello medio. Mentre la R_v va a zero come atteso e non varia in modo significativo al variare di ρ , per la R_u la situazione è differente. Per valori di ρ da 10^{-3} ad 1, R_u (figura 3 da d a g) non interseca le ascisse per intervalli di tempo superiori a 50

giorni. Per $\rho = 10$ l'autocovarianza va a zero tra 45 e 50 giorni, mentre per $\rho > 10$ l'intervallo è circa la metà (20-25 giorni). Sulla base di questo primo elemento di valutazione quindi, il valore della rugosità per il quale si potrebbe ottenere una stima corretta della componente media è compreso tra 10 e 1000.

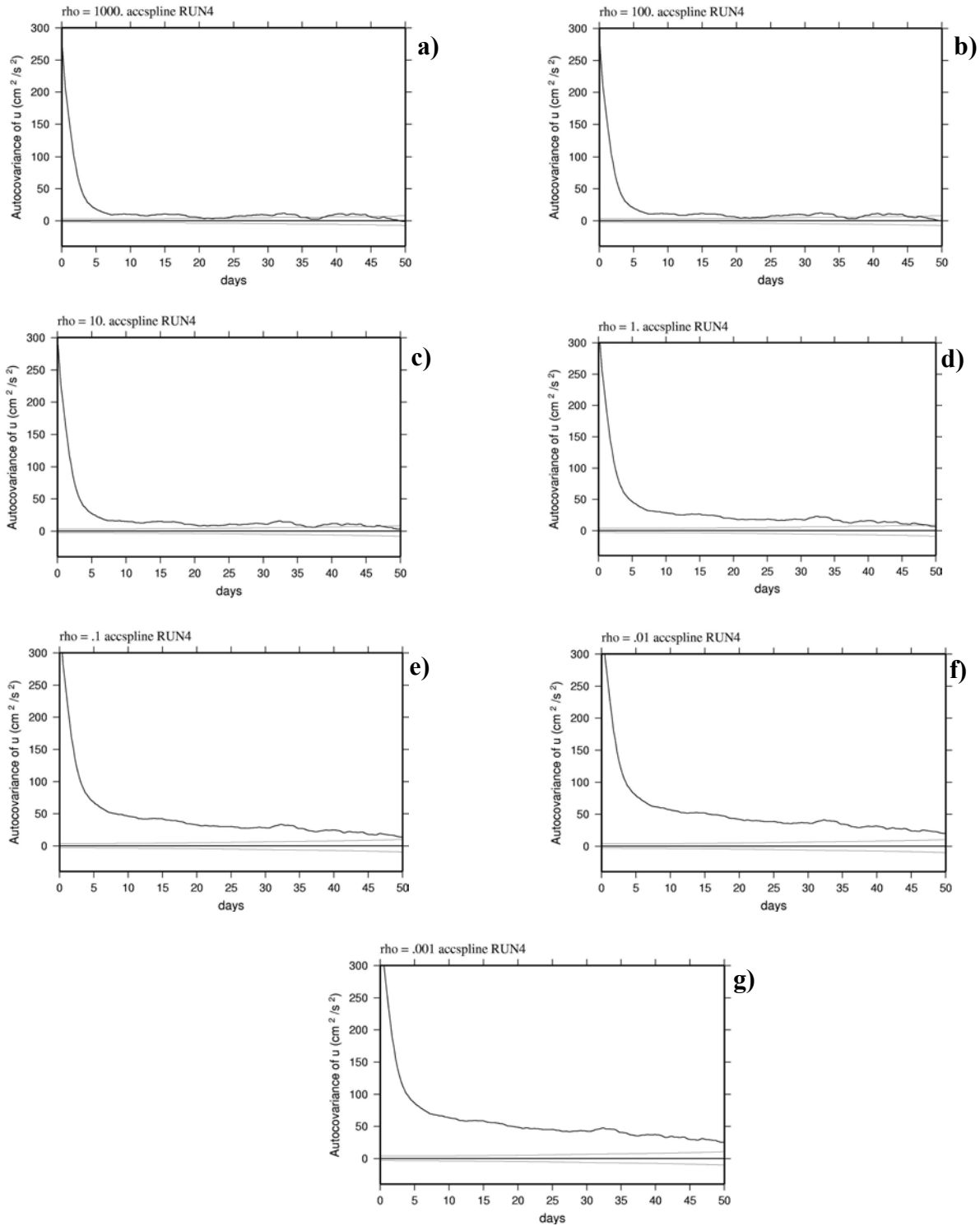


Figura 23-3 Autocovarianza della componente zonale del campo turbolento ottenuta al variare della rugosità

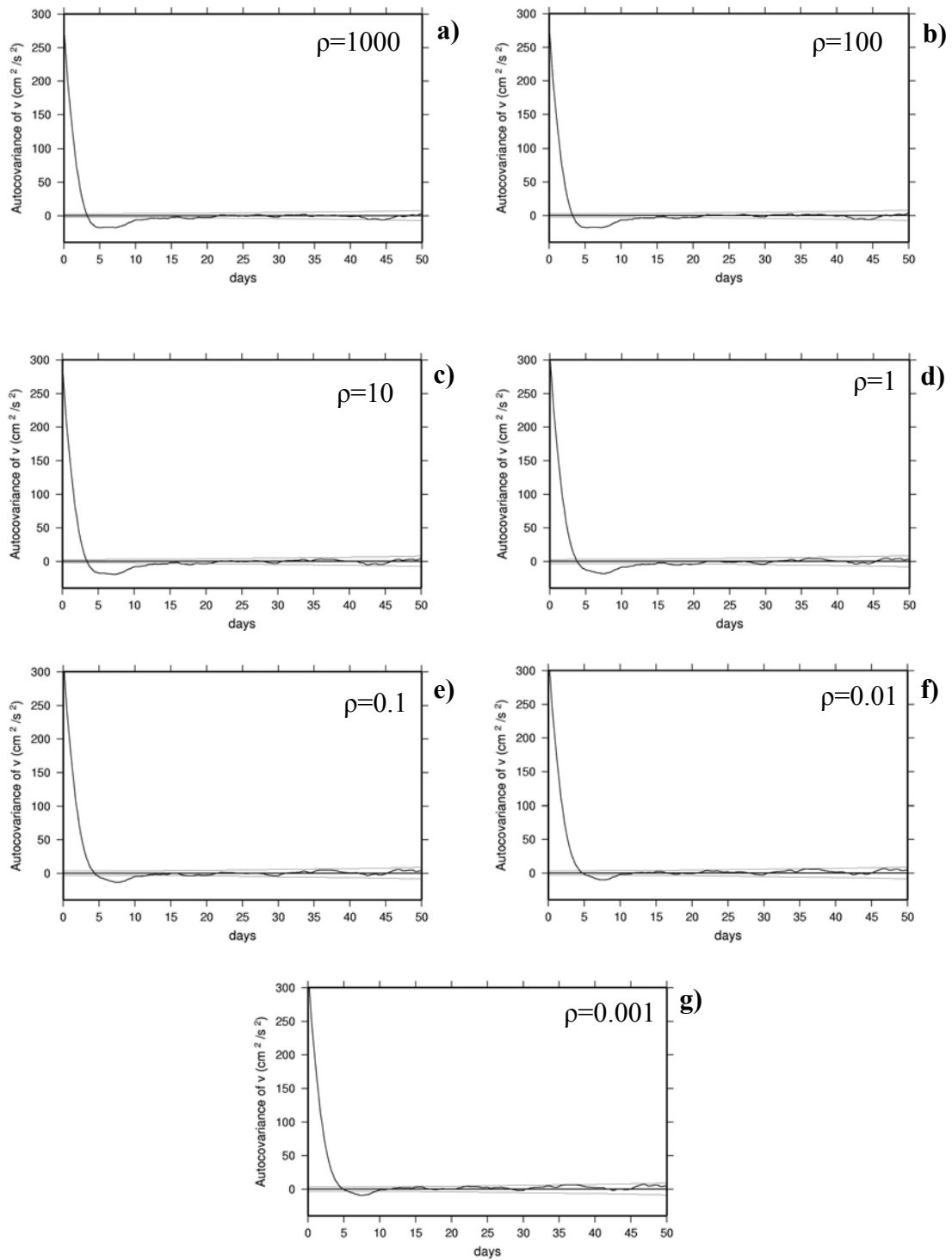


Figura 3-24 Autocovarianza della componente meridionale del campo turbolento ottenuta al variare della rugosità

Come R va a zero, così il coefficiente di diffusione K deve tendere al suo valore asintotico. In figura 5 a e b sono riportate le curve dei K calcolate per u' e v' al variare di ρ . Anche per K l'andamento delle curve della componente zonale hanno un andamento in accordo con quanto atteso. Al crescere dell'intervallo di tempo K_v tende al valore asintotico che è circa $4 \times 10^7 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ per $\rho = 0.001$ e diminuisce a 2×10^7 per $\rho \geq 10$. La situazione è anche in questo caso più complessa per la

componente zonale per la quale, entro un limite di 50 giorni, non c'è evidenza di un livellamento del valore di K_u (laddove per la componente meridionale si assesta dopo al massimo 15 giorni). Solo per $\rho = 10$ (curva rossa in figura 5a) c'è un cambio di pendenza della curva di K_u e il valore sembra stabilizzarsi intorno ai $7 \times 10^7 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ (circa 3 volte superiore rispetto al limite asintotico di K_v a parità di ρ).

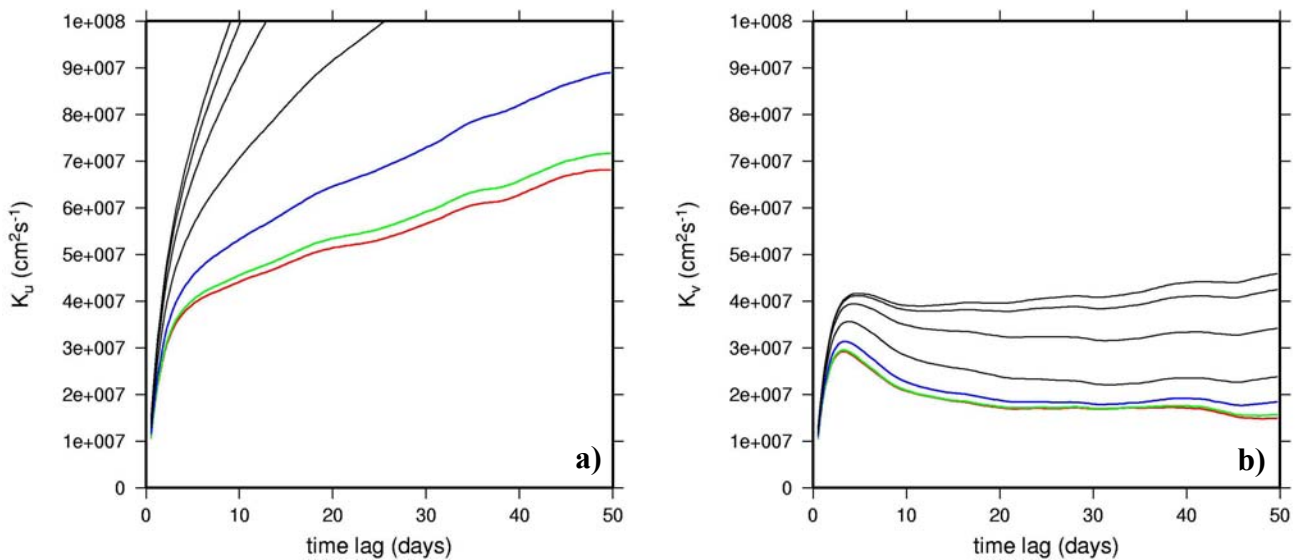


Figura 3-25 Curve della diffusività ottenute al variare di ρ per la componente zonale (a) e meridionale (b) del campo turbolento. In nero sono rappresentate le curve ottenute con $\rho < 10$, in blue $\rho=1000$, in verde $\rho=100$ e in rosso $\rho=10$.

Marshall et al. (2006) hanno determinato valori di diffusività superficiale nell'Oceano Meridionale per via numerica ovvero studiando le caratteristiche della dispersione di un tracciante, posto in un campo turbolento, attraverso l'equazione di avvezione e diffusione utilizzando un flusso non-divergente, bi-dimensionale derivato da dati altimetrici. I risultati mostrano un'ampia variabilità spaziale, con valori massimi di circa $2000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ sul margine settentrionale della ACC e minimi, circa $500 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, in corrispondenza degli assi dei *jet* che sono presenti nel corpo della corrente. Sebbene gli autori del lavoro citato tengono a precisare che le boe alla deriva non danno dirette informazioni riguardo la dispersione di un tracciante, poiché esse seguono le traiettorie di particelle e non l'evoluzione della concentrazione del tracciante, ma che forniscono piuttosto una stima della diffusività laterale; anche se in questo lavoro di tesi un studio sulla variabilità spaziale di K non è stato fatto, i valori ottenuti su tutto il data set sono dello stesso ordine di grandezza di quelli determinati da *Marshall et al.* (2006).

Dall'analisi degli andamenti delle curve della diffusività si ottiene quindi che il valore della rugosità per il quale si ritrova l'andamento atteso è $\rho=10$. Non rimane

a questo punto che analizzare l'andamento della metrica ed infine dei campi medi che si ottengono in funzione di ρ .

In figura 6 è riportato l'andamento della metrica calcolata per i casi che vanno da 1 a 4 come indicati in tabella 1. Le curve della metrica sono espresse in funzione di ρ e della scelta della distanza tra i nodi.

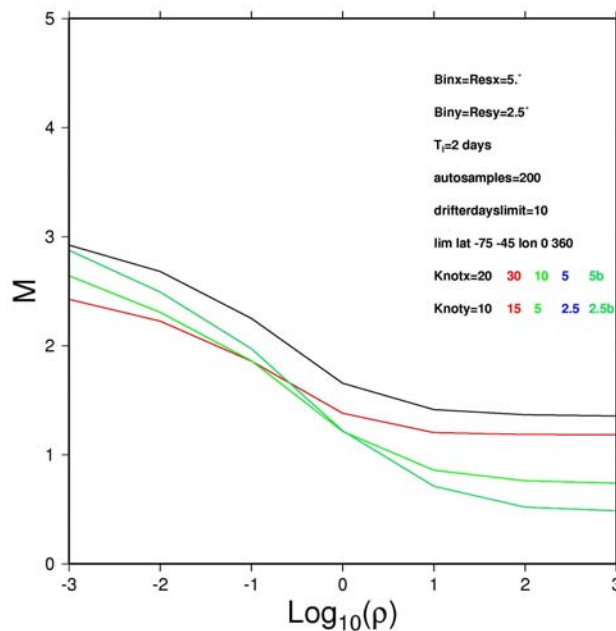


Figura 3-26 Curve della metrica ottenute al variare della distanza tra i nodi e di ρ . Il colore del carattere con il quale è indicata la distanza tra i nodi (numeri che seguono le parole Knotx e Knoty) individua la rispettiva curva della metrica.

Come si può notare la metrica tende a zero man mano che la dimensione dei nodi diminuisce fino ad ottenere il risultato che maggiormente approssima l'andamento teorico nel caso in cui la distanza tra i nodi è di 5° in longitudine e 2.5° in latitudine (curva blue in figura 6). In questo caso i valori di ρ per i quali il valore della metrica è minimo (anche se non prossimi a zero) sono a partire da 100, quando la curva cambia pendenza divenendo quasi parallela all'asse dell'ascissa. Questo comportamento è probabilmente dovuto a moti a determinate scale temporali non risolti completamente (o affatto) dal data set utilizzato. Una prima indicazione a riguardo, che potrebbe riflettersi sul mancato andare a zero della metrica, è stata già data dalle curve di autocovarianza, specialmente nel caso della componente zonale R_u che non tende a zero se non per intervalli di tempo abbastanza lunghi e a partire da un determinato valore di ρ (aspetto quest'ultimo che non si verifica per la componente meridionale). *Bauer et al.* (1998) per situazioni simili, postulano una condizione aggiuntiva da verificare per stabilire il ρ da utilizzare per la determinazione del campo medio ovvero: è quel valore che

minimizza la differenza tra la varianza del campo medio ottenuto applicando il metodo dei *bin* e la varianza associata al campo medio ottenuto mediante le *spline*. D'altro canto la funzione di autocovarianza è stata determinata nell'assunzione di turbolenza omogenea e in casi reali tale ipotesi è vera solo per piccole regioni, non certo per strutture a grande scale come la ACC. Una conferma di questo aspetto viene dalla rappresentazione degli assi principali della varianza (figura 7) calcolati per ogni sotto regione avente dimensioni pari alla distanza tra i nodi. Note la varianza $\overline{u'^2}$ associata ad u' , $\overline{v'^2}$ associata alla componente meridionale e la covarianza $\overline{u'v'}$, la direzione θ dell'asse principale dell'elisse di varianza (Preisendorfer, 1988), misurata in senso antiorario a partire da est, è data dalla relazione:

$$\tan \theta = \frac{\sigma_{11} - \overline{u'^2}}{\overline{u'v'}} \quad (3.6)$$

dove σ_{11} è la varianza lungo l'asse maggiore ed è data da :

$$\sigma_{11} = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \sqrt{(\overline{u'^2} - \overline{v'^2})^2 + 4(\overline{u'v'})^2} \right) \quad (3.7)$$

e lungo l'asse minore da:

$$\sigma_{22} = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}) - \sigma_{11} \quad (3.8)$$

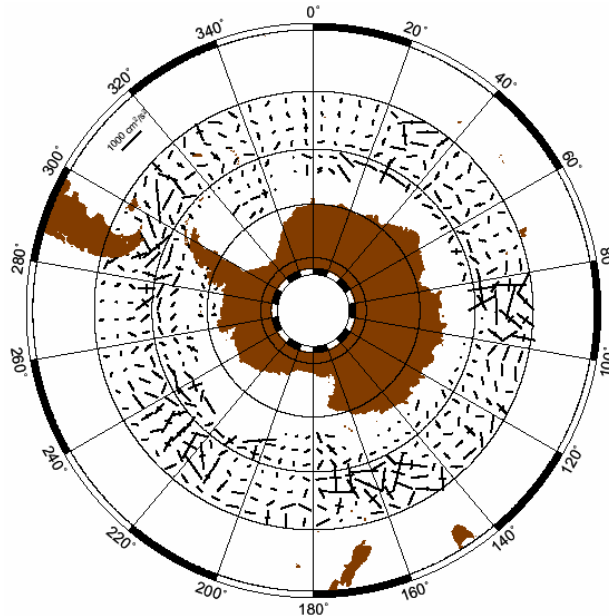


Figura 3-27 Assi principali della varianza calcolati in sottoaree della dimensione pari 5° in longitudine per 2.5° in latitudine

E' evidente come, specialmente nella parte centrale della ACC, il campo della varianza non sia omogeneo con le aree di maggior anisotropia localizzate in

corrispondenza dei maggiori rilievi topografici (come verrà discusso in maggior dettagli nel capitolo 5) e prima e dopo l'attraversamento dello stretto di Drake.

3.4 Risultati del campo medio

Le indicazioni ottenute dall'andamento della funzione di autocovarianza, della diffusività e della metrica suggeriscono che un valore di ρ appropriato dovrebbe essere compreso tra 10 e 100 e che la distanza dei nodi è quella utilizzata per l'applicazione 4 di tabella 1. Quindi fissati D_x e D_y , non rimane che visualizzare i risultati che si ottengono al variare della rugosità nell'intervallo di valori indicato nel precedente paragrafo e riportato in tabella 1.

In figura 8 sono rappresentati i campi medi che si ottengono facendo variare la rugosità da un minimo di 0.001 ad un massimo di 1000; come si vede si passa da una soluzione molto “liscia” per $\rho=0.001$ (fino $\rho=1$) ad una molto rumorosa per $\rho=1000$.

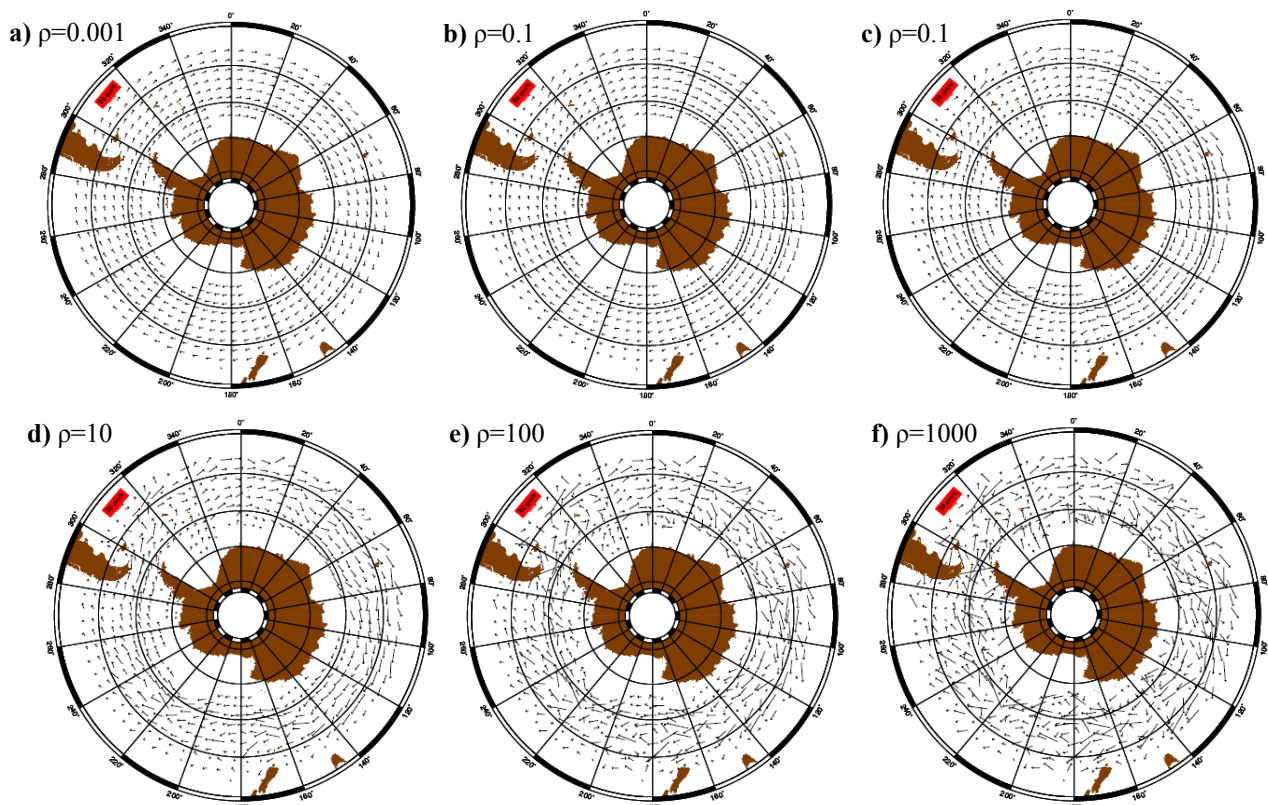


Figura 3-28 Rappresentazione del campo medio di moto al variare di ρ

Le due soluzioni più plausibili come atteso si hanno per valori della ruvidità compresi tra 10 e 100.

Può essere senz'altro di interesse e di utilità a questo punto, verificare quanta differenza si riscontri tra un campo medio calcolato con il metodo delle sottoaree e quello che si ottiene mediante l'utilizzo delle *spline*. Come detto in precedenza, le dimensioni dei *bin* e la distanza tra i nodi sono uguali (5° in longitudine per 2.5° in latitudine) e dal calcolo, sono stati scartati i valori medi ottenuti in sottoaree con meno di 10 osservazioni. Considerando che l'intervallo di tempo tra ogni osservazione è sei ore, questo significa che sono stati scartati le sottoaree dove una boa spende meno di 2.5 giorni (ordine del T_L). Il confronto con il campo ottenuto dalle *spline*, utilizzando tra quelli disponibili il campo ottenuto per $\rho=10$, è riportato in figura 9. In rosso sono rappresentati i vettori determinati con il metodo delle sottoaree e in nero i valori ottenuti con le *spline*. L'accordo in questo caso sembra molto buono e anche se non riportato, il confronto con il campo ottenuto con $\rho=100$ è sicuramente meno efficace, a causa probabilmente di una maggior livello di rumore in questa soluzione piuttosto che in quella che si ottiene per $\rho=10$.

L'accordo tra i due campi è talmente buono che spinge a chiedersi perché non utilizzare il metodo delle sottoaree comunque.

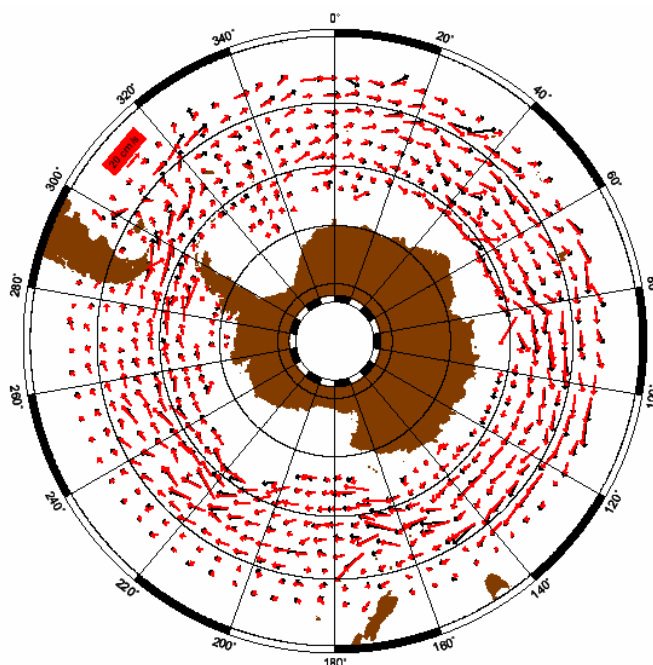


Figura 3-29 Confronto tra il campo medio ottenuto con le *spline* (vettori in nero) e quello ottenuto con il metodo dei *bin* (vettori in rosso)

L'efficacia e l'utilità del metodo delle *spline* sono ben evidenziate dalla mappa di figura 10 dove sono riportate delle sezioni nella direzione meridionale del campo medio di velocità calcolate ogni 10 gradi di longitudine.

Le *spline* di ordine N infatti, essendo funzioni continue (con le proprie derivate fino all'ordine N-1), possono rappresentare il campo interpolato alla risoluzione desiderata, aspetto questo sicuramente poco realistico nel caso di una applicazione del metodo dei *bin*. I vettori medi sono rappresentati ad una risoluzione 10 volte superiore rispetto al caso di figura 9, ma solo per consentire una lettura più chiara del risultato. E' notevole il livello di definizione delle variabilità meridionale del flusso e dei *jet* che sono presenti nel corpo della ACC, come ad esempio lungo i meridiani di longitudine 40° e 50° W a nord del parallelo di 50° S di latitudine o della divergenza del flusso della ACC una volta attraversata la Pacific Antartic Ridge, in corrispondenza del meridiano di longitudine 130° W. In generale, è notevole comunque la definizione dello *shear* meridionale del campo di velocità, *shear* determinato dalla presenza dei 4 fronti che si susseguono da nord verso sud (come descritto nel primo capitolo paragrafo 1.2.4). Proprio quest'ultimo aspetto è di particolare interesse in quanto, se fino ad ora la determinazione della posizione dei fronti è stata possibile grazie soprattutto a misure idrologiche, utilizzando dati di corrente superficiale potremmo essere altrettanto in grado di individuare i limiti della ACC e la posizione del fronte polare

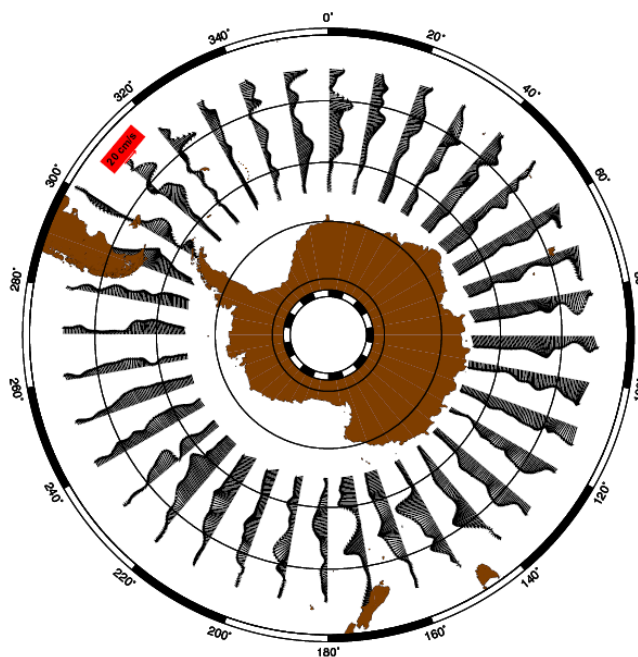


Figura 3-30 Sezioni ad alta risoluzione del campo medio di velocità dell'Oceano Meridionale. La latitudine massima in figura è di 40° S e i paralleli sono rappresentati con ad intervalli di 10° in latitudine.

In figura 11 è riportato un primo confronto visivo tra l'andamento dei limiti geografici della ACC valutati da Orsi et al. (1995), sovrapposti alla campo di velocità di figura 10. Tale confronto dimostra come questo tipo di rappresentazione consenta, in prima analisi, di individuare la fascia in cui scorre la ACC.

L'utilizzo di un GIS (ArcView 3.2) ha reso possibile geo-referenziare l'immagine di figura 13 del capitolo 1 rapportandola alla figura 10. E' stato possibile a questo punto produrre una sovrapposizione tra le due immagini, "estrarre graficamente" la posizione dei limiti della ACC e del Fronte Polare, ed infine sovrapporli alla figura 10. Il risultato è rappresentato in figura 11. Nei cambi di formato purtroppo si è perso in qualità dell'immagine, ma la corrispondenza tra la posizione dei fronti e le variazioni che inducono nel campo di velocità sono ben visibili. Il data set campiona bene l'area della ACC con l'eccezione di un settore ampio circa 20° in longitudine posizionato nella fascia meridionale della ACC, proprio prima dello stretto di Drake. E' questa una delle due zone dove l'ACC è più vicina al continente antartico per cui, probabilmente a causa del formarsi del ghiaccio che per circa 9 mesi all'anno copre tutta la superficie dell'Oceano Meridionale fino a latitudini di circa 50° S, le boe non riescono a raggiungere questo settore.

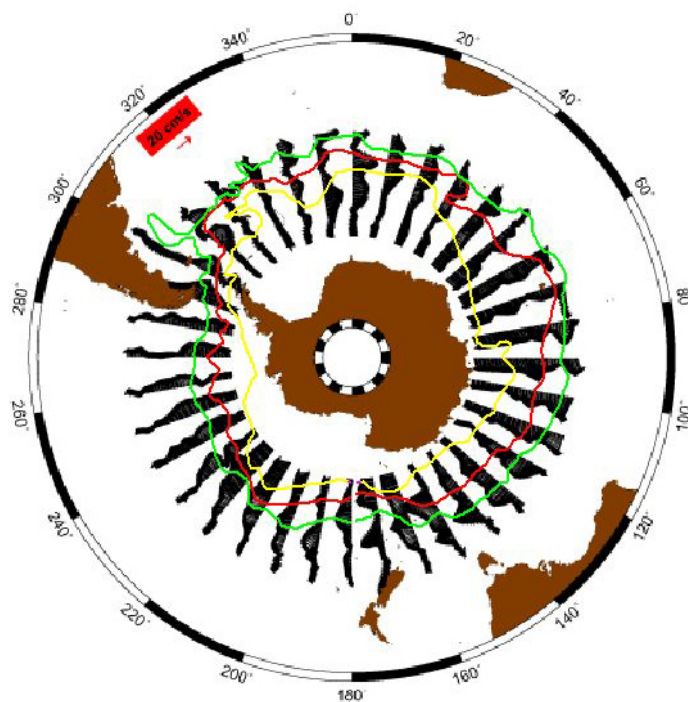


Figura 3-31 .Sovrapposizione dei limiti della ACC (linea verde e gialla) e del Fronte Polare (linea rossa) sul campo di velocità ad alta risoluzione derivato con il metodo delle spline. La posizione dei fronti è stata ottenuta utilizzando un GIS e geo-referenziando la figura 13 del capitolo 1 estratta dal lavoro di Orsi et al., (1995)

In realtà tutta la fascia prossima alla costa antartica è sotto-campionata (come mostrato in figura 6 a e b del capitolo 2) e per il futuro ulteriori sforzi atti a migliorare ed integrare le conoscenze riguardo la circolazione sub-antartica sarebbero necessari.

3.5 Trasporto superficiale

La possibilità di avere una dettagliata descrizione del profilo meridionale del campo medio di velocità della ACC, unita alla possibilità di associare a quest'ultimo la posizione dei principali fronti che sono presenti all'interno della corrente, consente una stima del trasporto superficiale della corrente.

Come descritto nel primo capitolo, la stima del trasporto totale di massa della ACC è stata oggetto di approfondite indagini e obiettivo di passati progetti internazionali di ricerca. Da misure di corrente superficiale ovviamente si ha una stima del “volume” d'acqua trasportato in superficie e per poter estendere il calcolo a tutta la colonna d'acqua è necessario conoscere la struttura verticale del campo di densità.

Se si considera il classico modello a gravità ridotta (*Pedlosky, 1988*), il trasporto superficiale è dato da :

$$T_{\text{sup}} = -\frac{g'}{f} \int \frac{\partial h}{\partial y} dy = -\frac{g'}{f} (h_+ - h_-) \quad (3.9)$$

in cui h_+ e h_- rappresentano gli spessori dello strato superficiale a nord e a sud della corrente e g' è la gravità ridotta. Tale metodo consente di determinare la componente baroclina del trasporto (*Rossby et al., 2005*). Il trasporto totale è dato dalla relazione:

$$T_{\text{tot}} = -\frac{g'}{f} \int h \frac{\partial h}{\partial y} dy = -\frac{1}{2} \frac{g'}{f} (h_+^2 - h_-^2) \quad (3.10)$$

Se ora si assume che le variazioni relative di $(h_+ + h_-)$ siano minori di $(h_+ - h_-)$ allora il trasporto totale può essere espresso in termini di trasporto superficiale dalla relazione :

$$T_{\text{tot}} = \langle h \rangle T_{\text{sup}} \quad (3.11)$$

dove $\langle h \rangle$ è il valore medio tra h_+ e h_- .

In realtà, essendo noto il campo superficiale di velocità, un valore del trasporto superficiale può essere dato dalla relazione (Tai, 1989):

$$T_{\text{sup}} = V_{\text{max}} C \quad (3.12)$$

dove V_{max} è il massimo di velocità per il profilo orizzontale considerato e che, nell'ipotesi in cui il profilo sia gaussiano, coincide con il valore medio. Nel nostro caso invece, il profilo di velocità lungo le sezioni per meridiano mostrate in figura 10 e 11 è completamente determinato ed è quindi possibile sostituirlo nella relazione 3.12 al posto di V_{max} . La stima dell'ampiezza della ACC è stata determinata usando le funzionalità del GIS applicato per la sovrapposizione del campo medio con la posizione dei fronti. Il trasporto totale della ACC è oramai noto sia dell'ordine dei 140 Sv (come indicato nel primo capitolo) per cui stimando il trasporto superficiale possiamo stimare come varia la profondità media dello strato interessato dal trasporto zonale. I risultati ottenuti sono mostrati in figura 12.

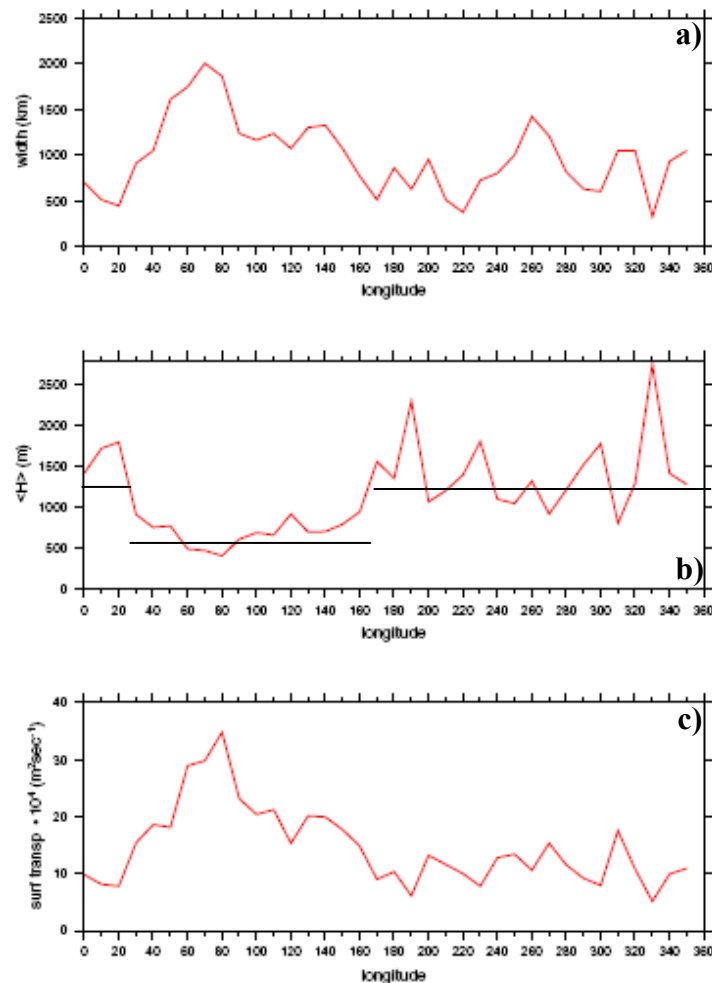


Figura 3-32 Rappresentazione a) dell'ampiezza misurata lungo i meridiani lungo i quali è stato calcolato il campo medio b) della profondità media dello strato interessato dal trasporto zonale di ACC e c) del trasporto superficiale. Le due linee continue nel pannello b) schematizzano il pattern delle profondità.

In figura 12a è riportata la stimata ampiezza della ACC che varia tra un minimo di circa 300 Km posizionato sul meridiano di longitudine 30° W (330° in figura) ed un massimo di circa 2000 Km nell'Oceano Indiano dove la linea del Fronte Meridionale della ACC deflette verso sud, avvicinandosi molto al continente antartico. Valore medio e deviazione standard valgono rispettivamente 990 km e ± 410 Km. Nel pannello c) di figura 12 è invece rappresentato l'andamento del trasporto superficiale in funzione della longitudine, ottenuto risolvendo la relazione 3.12. Massimi valori di trasporto superficiale si hanno in corrispondenza di 80° E dove si raggiunge un valore di circa $35 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ più di tre volte maggiore rispetto al minimo che si ha nel settore centrale del bacino Atlantico dell'Oceano Meridionale. Il valore medio stimato è di $14.6 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, del tutto simile a quanto determinato per la Corrente del Golfo (*Rossby et al.*, 2005) che risulta pari a $13.1 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Ad ogni modo la variabilità è consistente come mostra l'andamento in figura ed il valore di deviazione standard che risulta pari a $\pm 6.9 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Posto quindi il trasporto totale uguale a 140 Sv, dalla relazione 3.11 si è calcolato il valore di $\langle h \rangle$ il cui andamento è rappresentato in figura 12b. Il valore medio è 1160 m a cui è associata una deviazione standard di ± 520 m. Osservando la curva di $\langle h \rangle$ si possono individuare due zone, separate da una transizione abbastanza netta (dell'ordine dei 700 m) intorno ai 160° E, in cui i valori di profondità variano da una stima minima intorno ai 600 m, ad una stima decisamente più alta intorno ai 1300 m con due picchi che sono anche i massimi di $\langle h \rangle$ (circa 2000 m a 170° W o 190° come indicato in figura e 2600 a 30° W). L'area dei minimi coincide sostanzialmente con il settore Indiano dell'Oceano Meridionale mentre l'area dei massimi interessa il settore Atlantico e Pacifico con il massimo assoluto localizzato nel primo dei due.

CAPITOLO 4

Energia cinetica media e flussi di quantità di moto indotti dalla componente turbolenta

La rappresentazione del campo di corrente totale superficiale in termini di una componente media ed una fluttuante permette di analizzare separatamente i contributi ed i processi legati ad ognuna di esse. In questo modo è possibile descrivere le proprietà della circolazione superficiale includendo gli aspetti legati alla variabilità di cui i *drifters* riescono a catturare caratteristiche rilevanti. In generale è difficile avere una stima della variabilità associata ad un sistema di corrente oceanico, in quanto gli *eddies* si verificano ovunque e su un ampio intervallo di scale spaziali e temporali. E' necessario quindi avere strumenti capaci di compiere misure ad alta risoluzione sia nello spazio che nel tempo e che riescano a descrivere la struttura studiata in tutti i suoi aspetti. I classici correntometri, sebbene forniscano informazione preziose in termini di serie temporali, non risolvono sufficientemente la variabilità nello spazio quando poi è difficile fare sì che siano operativi in aree remote per periodi lunghi. Strumenti come le boe e satelliti sono più efficaci in quanto riescono ad offrire osservazioni relative ad aree più vaste e con una frequenza che permette di risolvere anche la mesoscala.

Descrivere le caratteristiche del campo turbolento, comprendere le interazione con il campo medio ed il ruolo che svolge nel trasportare quantità di moto dentro e fuori il corpo principale della ACC, sono aspetti di forte interesse e che necessitano di una maggior comprensione da parte della comunità scientifica.

4.1 Distribuzione dell'energia cinetica

La dinamica dello strato superficiale è fortemente influenzata dall'azione del vento e quindi dalla quantità di energia cinetica che è in grado di trasmettere alla massa d'acqua. Una caratterizzazione dei processi legati all'azione del vento sarà affrontata nel prossimo capitolo. Qui è interessante quantificare com'è distribuita l'energia cinetica associata al campo di velocità ed in particolare descrivere i

contributi relativi alla componente media e turbolenta (che si indicheranno rispettivamente con MKE ed EKE da qui in avanti nel testo).

In generale l'energia cinetica totale (*total kinetic energy* - TKE) per unità di massa è definita dalla relazione

$$TKE = \frac{1}{2} |\vec{V}|^2 \quad (4.6)$$

dove $|\vec{V}|$ rappresenta il modulo del vettore totale velocità corrente. In termini di energia associata alla singole componenti si ha che $TKE = MKE + EKE$.

4.1.1 Energia cinetica del campo medio

L'energia cinetica media (*mean kinetic energy* – MKE) esprime una misura della forza della componente media del campo di velocità. E' data dalla relazione :

$$MKE = \frac{1}{2} (\overline{u^2 + v^2}) \quad (4.7)$$

in cui MKE è espressa per unità di massa, u e v sono rispettivamente la componente zonale e meridionale del campo medio di velocità e la barra sopra indica una media nel tempo.

Il campo medio calcolato fornisce le componenti medie alla risoluzione spaziale richiesta; in particolare per il calcolo di MKE si è optato per una rappresentazione alla stesso passo spaziale del campo medio ottenuto dall'applicazione del metodo classico, ovvero 5° in longitudine per 2.5° in latitudine.

I valori di u e v riferiti al centro di un dato *bin* sono stati utilizzati per risolvere la relazione 4.1 e la MKE risultante interpolata mediante funzioni *spline*. In figura 1 è rappresentata la mappa della distribuzione di MKE ottenuta.

L'andamento di MKE nell'Oceano Meridionale mostra evidenti zone dove l'energia del flusso medio è particolarmente intensa e come si può notare, i massimi sono localizzati proprio lungo il percorso della ACC. Tali zone si trovano in corrispondenza dell'area immediatamente ad ovest dello stretto di Drake e a sud della Nuova Zelanda; una terza zona è centrata sul meridiano di longitudine 140° W (in figura 1 la longitudine è 220°) ed infine nel settore orientale dell'Oceano Indiano, dove si trova una vasta area in cui i valori di MKE oscillano intorno ai 300 cm²s⁻². Il settore atlantico dell'Oceano Meridionale è caratterizzato da valori

ovunque abbastanza bassi e anche dalla fascia di minima ampiezza in cui scorre l'ACC (vedere figura 3.11).

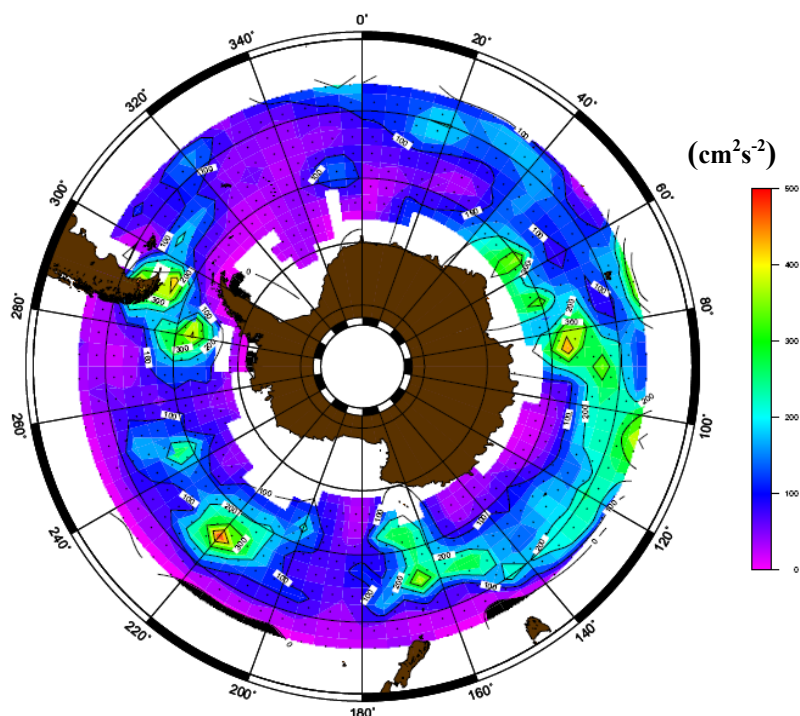


Figura 4-33 Distribuzione dell'energia cinetica media

E' interessante confrontare il *pattern* di MKE determinato con quello ottenuto sempre da strumenti lagrangiani ma nell'ambito di un altro progetto. Alla fine degli anni '80, numerosi lanci di boe alla deriva furono eseguiti come attività di ricerca del progetto *First Garp Global Experiment (FGGE)*; il data set costituito (Garret, 1980) per molto tempo ha rappresentato il più aggiornato e completo tra quanti consistessero in osservazioni della circolazione superficiale dell'Oceano Meridionale. Molte informazioni sono state ottenute da questi dati ed in particolare mappe dettagliate di MKE (*Patterson, 1985, Piola et al., 1987*). In generale l'accordo con la MKE calcolata dai dati FGGE è buono, specialmente nel settore pacifico dell'Oceano Meridionale in cui sia in termini di andamento generale, che di localizzazione delle aree di massimo, che di ordini di grandezza, i due data set danno informazioni molto simili. Anche i dati FGGE confermano che il settore atlantico è caratterizzato da bassi valori di MKE con limitate aree a più alto contenuto energetico ($> 500 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$), aspetto quest'ultimo non presente nel campo di MKE di figura 1. Nel settore Indiano si ha di nuovo un *pattern* molto simile tra i due data set (nel caso dei dati FGGE l'area a maggior contenuto di MKE è distribuita in pratica su tutto il sottobacino oceanico) ma l'ordine di

grandezza di MKE derivata da dati FGGE è di nuovo superiore a quanto calcolato dai dati WOCE. D'altro canto, considerando che il periodo di osservazione relativo ai dati FGGE si estende su un arco temporale inferiore rispetto ai dati WOCE, tale discrepanza è comprensibile. Mediando infatti su un periodo più breve si corre il rischio di ottenere valore della media affetto da *bias*.

4.1.2 Energia cinetica della componente turbolenta

L'energia cinetica media associata alla componente turbolenta (*eddy kinetic energy* – EKE) offre una misura della variabilità dei sistemi di corrente. EKE può essere generata come risposta al forzamento superficiale dovuto al vento; da processi di instabilità dinamica (che includono processi di instabilità barotropica e baroclina del flusso medio); per interazione dei flussi su topografia ed infine per processi dinamici in *jet* oceanici. Tutte questi fenomeni possono aver luogo nella ACC.

EKE è data dalla relazione

$$EKE = \frac{1}{2} (\overline{u'^2 + v'^2}) \quad (4.8)$$

dove u' e v' rappresentano le fluttuazioni rispetto alla media rispettivamente della componente zonale e meridionale del vettore velocità e sono ottenute come differenza tra il campo totale di corrente misurato dalle boe e il campo medio determinato con il metodo delle *spline*.

I motivi per determinare la distribuzione di EKE sono diversi: prima di tutto la sua distribuzione geografica da informazioni importanti circa la dinamica oceanica ed in particolare la distribuzione delle aree di minimo e massimo danno un significativo contributo nel determinare sorgenti o aree di dispersione di energia. Di conseguenza (secondo motivo) è particolarmente utile conoscere la distribuzione nello spazio per poter costruire modelli di circolazione realistici. EKE in generale è molto più grande di MKE e generalmente si assume (anche nell'analisi di dati altimetrici) che, in assenza di forzamenti dovuti alla topografia, ad aree con alto valore di EKE corrispondano le correnti più energetiche. Per cui è possibile ritenere che cambi nel pattern di EKE, nei sistemi più intensi di corrente siano indicativi di variabilità. Ed ancora, il mescolamento dovuto alla componente turbolenta nel piano orizzontale è proporzionale alla EKE (*Richardson, 1983*).

Il procedimento seguito per il calcolo di EKE è del tutto simile a quello già descritto per la MKE ed il risultato è mostrato in figura 2.

Il *pattern* di EKE appare essenzialmente costituito da aree ben definite a più alto contenuto energetico che si alternano a zone caratterizzate da valori dell'ordine di $200 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$. Le aree di massimo coincidono con le principali strutture topografiche. Se infatti confrontiamo la posizione dell'area di massimo centrata sui 140° W (220° in figura) notiamo (vedere figura 1 dell'introduzione) che è posta in corrispondenza della *Pacific Antarctic Ridge*. Anche le tre altre zone di massimo della EKE sono in corrispondenza di strutture topografiche importanti ovvero: a sud della Nuova Zelanda in corrispondenza del *Campbell Plateau*, subito dopo l'attraversamento dello stretto di Drake dove il flusso di ACC è deflesso verso nord a seguito dell'interazione con l'Arco di Scozia. Vi è inoltre da notare che nel settore settentrionale di quest'area il picco di EKE potrebbe essere legato anche all'interazione con la corrente del Brasile-Malvinas.

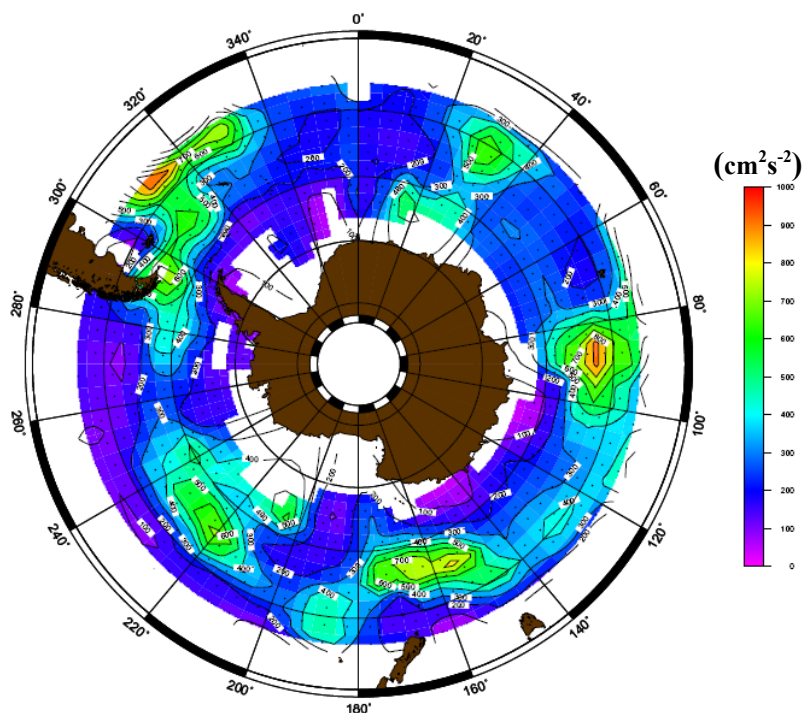


Figura 4-34 Distribuzione dell'energia cinetica turbolenta

Stesso discorso per il massimo che si incontra a sud del continente africano che è probabilmente il risultato degli intensi shear orizzontali del campo di velocità determinati dall'interazione della ACC con la corrente delle Agulhas, ma in tale zona è anche localizzata la *South-Western Indian Ridge*. E' ancora localizzato in corrispondenza di una importante struttura topografica, il massimo di EKE tra gli 80° E e i 100° E , dove si trova il *Kerguelen Plateau*.

Il campo di EKE determinato è in buon accordo con quanto ottenuto dall'analisi dei dati FGGE. Ad esempio in *Piola et al.*, (1987), la distribuzione delle aree di massimo è del tutto simile a quanto mostrato in figura 2, con l'unica differenza (già riscontrata nel caso della MKE) che gli ordini di grandezza derivati dai dati FGGE, in corrispondenza dei massimi, sono del 20% circa superiori. Riguardo la posizione dei picchi di EKE, vi è buon accordo anche con risultati modellistici e altimetrici. Ad esempio, *Gille* (1997) mediante l'utilizzo di un modello alle equazioni primitive ad una risoluzione di $\frac{1}{4}$ di grado e di dati altimetrici GEOSAT, individuò tre picchi in corrispondenza del Kergulen Plateau, del Campbell Plateau e in corrispondenza dell'ingresso della ACC nell'oceano Atlantico, una volta attraversato lo stretto di Drake, attribuendoli ad onde topografiche (*lee waves*) associate con lo spostamento verticale delle isopie determinate da flussi verticali di quantità di moto (*form drag*, *Johnson e Bryden*, 1989). Dal confronto con dati altimetrici, *Gille* (1997) riscontrò anche la presenza di ulteriori picchi significativi di EKE (non riprodotti dal modello) in corrispondenza del meridiano di 140 W, del *Crozet Plateau* (intorno ai 40° E). Risultati ottenuti dall'applicazione del FRAM (ad esempio *Best et al.*, 1999) hanno confermato nuovamente la posizione delle aree di massimo di EKE, sottostimandone però i valori, avendo anche in questo caso come verità sperimentale la misura effettuata da altimetro (*Morrow et al.*, 1992)

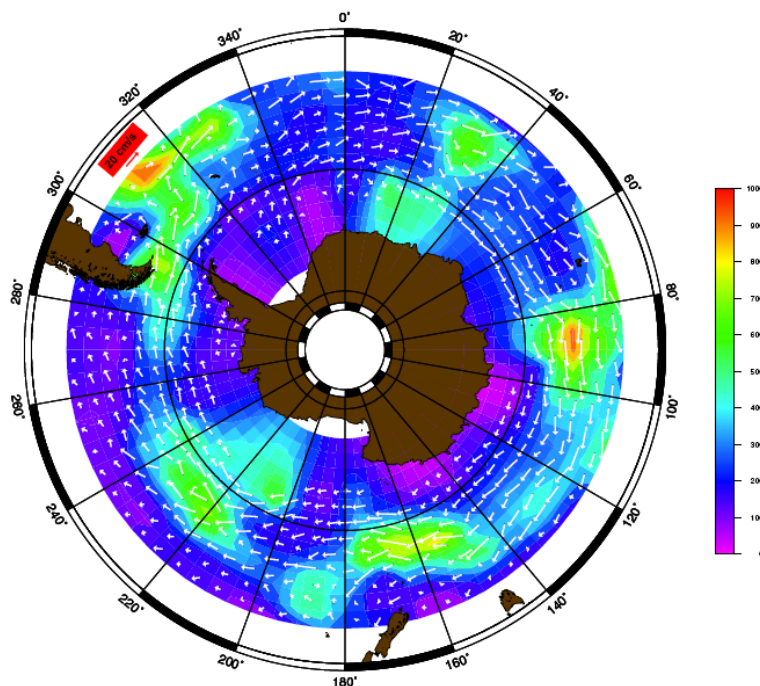


Figura 4.35 Rappresentazione del campo di EKE con sovrapposto il campo medio di velocità ottenuto con il metodo delle spline

Come accennato, i sistemi di corrente sono sorgenti di EKE attraverso le loro instabilità. In figura 3 è riportata la distribuzione di EKE con sovrapposto il campo medio di velocità ottenuto come descritto nel precedente capitolo. E' interessante confrontare il campo di velocità con quello di EKE perché è possibile capire, anche se in modo qualitativo, se esistono delle relazioni e quali sono le caratteristiche di grande scala della circolazione.

La figura si commenta da sola: la reazione tra l'intensificazione del campo medio, massimi di EKE e quindi ancora il ruolo della topografia nel determinare a questo punto la dinamica di grande scala della ACC, è ben evidente. D'altro canto è noto il ruolo che la topografia svolge nel guidare i grandi sistemi di corrente; dove le correnti profonde degli oceanici incontrano topografie complesse, il risultato è che il flusso asseconda la strutture di fondo (*topographic steering*). In particolare alle alte latitudini, dove la colonna d'acqua è debolmente stratificata, i flussi tendono ad essere verticalmente coerenti (barotropici). Come risultato le correnti in superficie tendono ad allinearsi alla direzione della flusso sul fondo. Per questo motivo capita di osservare flussi superficiali che scorrono seguendo le batimetriche. L'ACC è un esempio classico, ma anche altri sistemi di corrente come la Corrente del Golfo o del Kuroshio manifestano le stesse caratteristiche (Gille *et al.*, 2004). Laddove la stratificazione dovesse essere più marcata, l'effetto sarebbe quello di isolare lo strato superficiale fino anche ad alterare il bilancio di vorticità potenziale.

4.1.3 Relazione tra EKE e MKE

Osservando i pattern di MKE ed EKE si nota come le aree a maggior contenuto energetico siano concentrate lungo l'asse della ACC. L'analisi di misure altimetriche (Morrow *et al.*, 1992, Wilkin e Morrow 1994, Gille, 1997) confermano questo risultato.

Per comprendere come sono distribuite zonalmente MKE ed EKE, i valori calcolati per ogni cella sono stati mediati per meridiano, nella fascia di latitudine compresa tra 45° S e 70° S, eliminando dalla media il settore più meridionale dell'area di studio dove si ha un numero limitato di osservazioni. Il risultato è mostrato in figura 4. Come atteso, EKE è più alta rispetto alla MKE e anche da questa rappresentazione è ben evidente come i massimi delle due quantità siano connessi con la topografia. In figura infatti sono riportate le principali strutture del fondo

in base alla longitudine e com'è possibile notare, i massimi sia in MKE che EKE sono distribuiti lungo un ipotetico parallelo in corrispondenza dei rilievi topografici. Tale risultato è in accordo con quanto riscontrato dall'analisi del data set FGGE dal punto di vista del pattern delle due curve mentre, in termini di valori, i dati FGGE danno stime più alte del 30% circa.

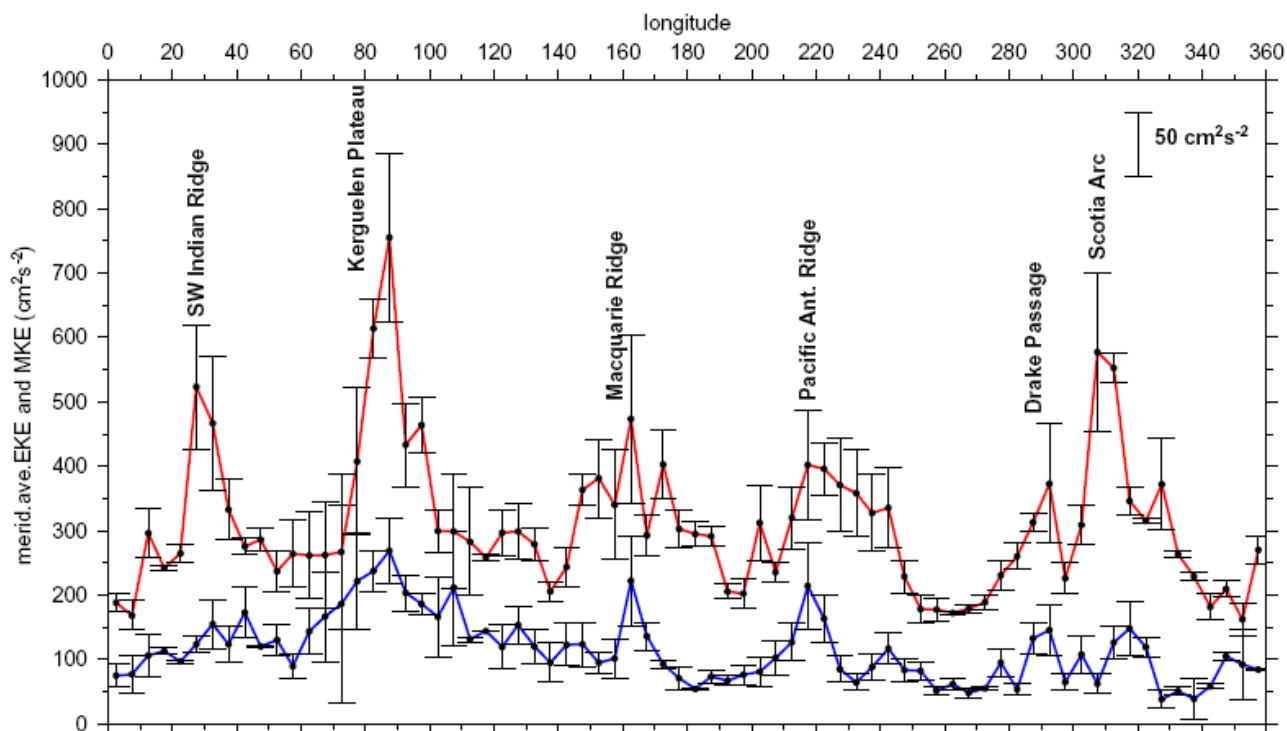


Figura 4.36 Andamento della media zonale di EKE (curva in rosso) e MKE (curva in blu)

Anche in questo caso si ritiene che le differenti caratteristiche dei due data set, in termini sia di numero che di durata del periodo di osservazione, possano essere una causa che giustifichi la differenza tra i valori di MKE ed EKE calcolati. Inoltre vi è un secondo aspetto importante da sottolineare e che probabilmente contribuisce in modo significativo nel rendere differenti le stime di energia cinetica, ovvero la tipologia dei dati che costituiscono il data set. Infatti nel caso dei dati FGGE, nel data set sono stati inclusi tutti i dati ottenuti sia da boe con vela ancora collegata al termine del ciclo di funzionamento delle boe, sia quelle che invece l'avevano persa. L'inclusione è stata motivata in quanto si riteneva che la capacità delle boe di seguire la corrente con o senza vela fosse invariante rispetto al vento. Successivamente alcuni studi (*Niiler et al.*, 1995 e *Pazan e Niiler*, 2001) hanno verificato l'inattendibilità dei dati ottenuti da boe in assenza di vela e stabilito la conseguente esclusione dai data set di tutte le misure ottenute in condizioni di non "ancoraggio". E' possibile quindi che nel data set FGGE vi

siano dati che sovrastimino l'energia cinetica in quanto determinata da boe il cui moto, in assenza di vela, è stato influenzato dal vento.

Per valutare il contributo relativo della MKE ed EKE su l'area di studio, si può stimare il rapporto EKE/MKE . In figura 5 è riportato il pattern risultato dall'interpolazione dei valori del rapporto su tutti i punti del grigliato determinato quest'ultimo suddividendo l'area di studio in celle da 5° di longitudine per 2.5° in latitudine. In particolare in figura 5 sono rappresentate in nero le aree dove il rapporto è maggiore di 1 e in bianco, ma solo per la zona a sud di $45^\circ S$, le aree dove il rapporto è minore di 1.

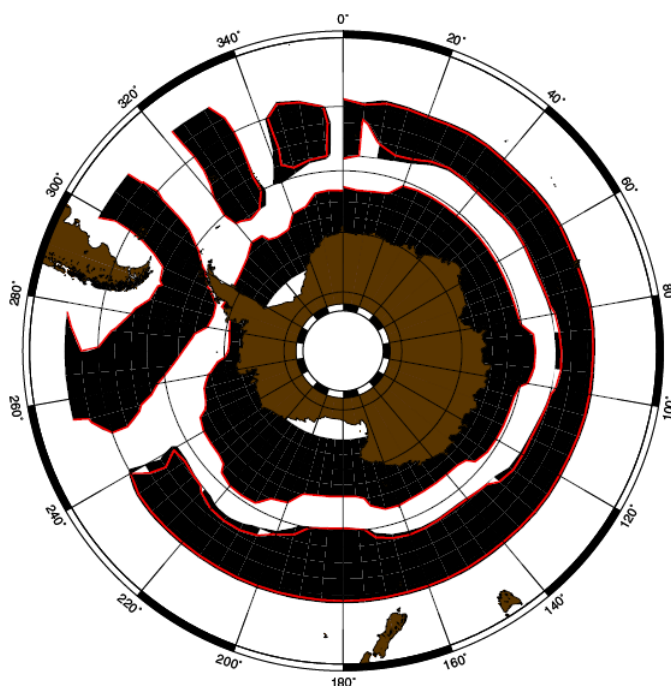


Figura 4.37 Andamento del rapporto EKE/MKE . Le aree in nero indicano che il rapporto è maggiore di 1 mentre le aree in bianco a latitudini inferiori di $45^\circ S$ indicano che il rapporto è minore di 1

Il risultato è molto interessante in quanto, diversamente da quanto atteso, vi è un'area rilevante, centrata sulla latitudine di circa $60^\circ S$, dove il rapporto EKE/MKE è minore di 1. In questa fascia latitudinale, ampia circa 3° , che si estende zonalmente da $20^\circ W$, attraversando il meridiano e antimeridiano di Greenwich, fino $120^\circ W$, il campo medio ha un'energia confrontabile se non superiore rispetto alla componente *eddy*. In realtà non vi è una conferma da altri lavoro di tale risultato se non che da applicazioni del modello FRAM (Ivchenko *et al.*, 1997). E' stato stimato infatti che il 58% dell'energia cinetica totale è associato alla MKE e che il suo bilancio per tutto il dominio è tra l'input di energia dovuto al campo di vento e la rimozione attraverso la conversione in energia potenziale. Va però sottolineato come il confronto tra il campo di EKE

ottenuto dal FRAM e da altimetro, dimostri che i risultati del modello sottostimano i valori di EKE.

4.2 Interazione tra campo medio e la componente turbolenta

Il ruolo della componente turbolenta nel bilancio dinamico della ACC è un altro aspetto di grande rilevanza e che nel corso degli anni ha animato il dibattito scientifico. Ad esempio, in assenza di un flusso geostrofico che trasporti calore verso sud, gli *eddies* devono compiere un notevole lavoro per bilanciare le perdite di calore sia dell'oceano a favore dell'atmosfera che dovute al trasporto di Ekman nello strato superficiale e diretto verso l'equatore. I flussi di calore associati alla componente turbolenta verranno discussi nel capitolo sei. In questo paragrafo si intende valutare il ruolo degli *eddies* nel trasferire quantità di moto nello strato superficiale. Precedenti lavori (ad esempio *Rintoul et al.*, 2001 e *Olbers et al.*, 2004) hanno evidenziato che i flussi di quantità di moto dovuti agli stress di Reynolds non sono confrontabili con lo stress del vento e che il ruolo principale degli *eddies* nel bilancio della quantità di moto nell'Oceano Meridionale, consista nel determinare flussi attraverso le isopiche piuttosto che nel piano orizzontale. Se è vero che gli *eddies* contribuiscono in modo limitato a bilanciare il trasporto dovuto al vento, è dimostrato da risultati altimetrici (ad esempio *Morrow et al.*, 1994, *Hughes e Ash*, 2001) e modellistici (ad esempio *Marshall et al.*, 1993); sembrerebbe invece che diano un contributo significativo all'intensità del campo medio della ACC e delle strutture a getto presenti nel corpo della corrente. Come già esposto nel primo capitolo, riguardo il ruolo degli *eddies* vi è chi sostiene che in generale essi cedano momento alla ACC ma anche chi sostiene il contrario (*Hughes e Ash*, 2001), affermando che solo le strutture *eddy* stazionarie, che si formano per interazione della corrente con la topografia, cedono quantità di moto al campo medio, mentre in generale si hanno flussi turbolenti (transienti) che sottraggono quantità di moto alla ACC e ai suoi *jets*.

Per valutare i flussi di momento in superficie, si può considerare il campo di velocità dato dalla somma di tre termini:

$$\mathbf{V} = \langle \bar{\mathbf{V}} \rangle + \tilde{\mathbf{V}} + \mathbf{V}' \quad (4.9)$$

in cui $\langle \bar{V} \rangle$ rappresenta la componente mediata zonalmente del campo di velocità; \tilde{V} è dato dalla differenza $\bar{V} - \langle \bar{V} \rangle$ e V' è dato da $V - \bar{V}$. \bar{V} è il campo di velocità mediato nel tempo. Il flusso di momento mediato nel tempo e zonalmente è dato quindi dalla relazione:

$$\langle \overline{uv} \rangle = \langle \bar{u} \rangle \langle \bar{v} \rangle + \langle \tilde{u} \tilde{v} \rangle + \langle \overline{u'v'} \rangle \quad (4.10)$$

in cui u e v sono le componenti del vettore V . E' stato assunto quindi che le differenze rispetto al flusso di momento medio siano dovute alla variabilità spaziale (zonale) e temporale del campo di velocità e che la variabilità sia composta da due componenti $\langle \overline{u'v'} \rangle$ e $\langle \tilde{u} \tilde{v} \rangle$ che rappresentano rispettivamente il flusso turbolento di momento transiente (*transient eddy momentum flux*-TEMF) e stazionario (*standing eddy momentum flux* – SEMF). Va inoltre aggiunto che errori commessi nel determinare la velocità con un campionamento inadeguato, potrebbero determinare l'introduzione di un *bias* nelle ultime due componenti di 4.5 (Piola et al., 1987)

L'ACC può essere considerata, a ragione, una corrente zonale. In questo caso, TEMF è il flusso di momento perpendicolare alla corrente lungo tutto il suo percorso. La distribuzione nello spazio di TEMF può dare quindi importanti informazioni riguardo le caratteristiche della dinamica della ACC; in particolare può fornire indicazioni riguardo il ruolo degli *eddies* nel trasporto di momento all'esterno della regione in cui il vento trasmette energia alla corrente ed inoltre, se al flusso medio è sottratta o ceduta quantità di moto. Infine, considerando la connessione con la topografia del fondo di MKE ed EKE, la distribuzione geografica di TEMF può ovviamente indicare se e come la struttura del fondo interviene in questi processi. Gli ultimi due aspetti verranno trattati e discussi in questo paragrafo; per quanto riguarda invece la distribuzione dell'energia trasmessa dal vento, avendo affrontato il problema e non avendo raggiunto un risultato definitivo, le informazioni ottenute non verranno presentate ma saranno riprese ed approfonditi in un futuro molto prossimo.

La distribuzione di TEMF è stata inizialmente calcolata a partire dai valori ottenuti per ciascun punto del grigliato sul quale sono state calcolate anche MKE ed EKE (vedere paragrafo precedente). I valori ottenuti per ogni punto di tale grigliato sono stati quindi interpolati ed il risultato ottenuto è mostrato in figura 6

dove, oltre al campo di TEMF, è stato riportato il campo medio di velocità ed indicate le principali strutture del fondo, posizionate in base alla longitudine. In oltre l'intervallo di valori rappresentato dalla barra dei colori, è stato limitato tra 100 e $-100 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ per una più chiara rappresentazione del campo; laddove ci sono aree bianche o nere significa che i valori di TEMF sono rispettivamente $> 100 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ e $< -100 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$.

Indicazioni riguardo la convergenza (divergenza) di TEMF sono fornite dalle aree in cui si ha $\text{TEMF} > 0$ a sud (< 0) e $\text{TEMF} < 0$ a nord (> 0) della corrente. Un'area di convergenza si trova in corrispondenza della Pacific Antarctic Ridge dove il campo medio mostra un incremento marcato del modulo; in una stretta fascia latitudinale (centrata intorno ai 47°S) tra gli 80°E e i 100°E . Immediatamente a sud di questa, centrata su una latitudine di 55°S , si trova invece un'area caratterizzata da divergenza da cui, terminato l'attraversamento, il flusso medio della ACC subisce effettivamente una diminuzione di intensità. Altre aree di divergenza si trovano nel settore compreso tra 0 e 30°E e tra gli 80°E e i 100°E e subito all'uscita dallo stretto di Drake.

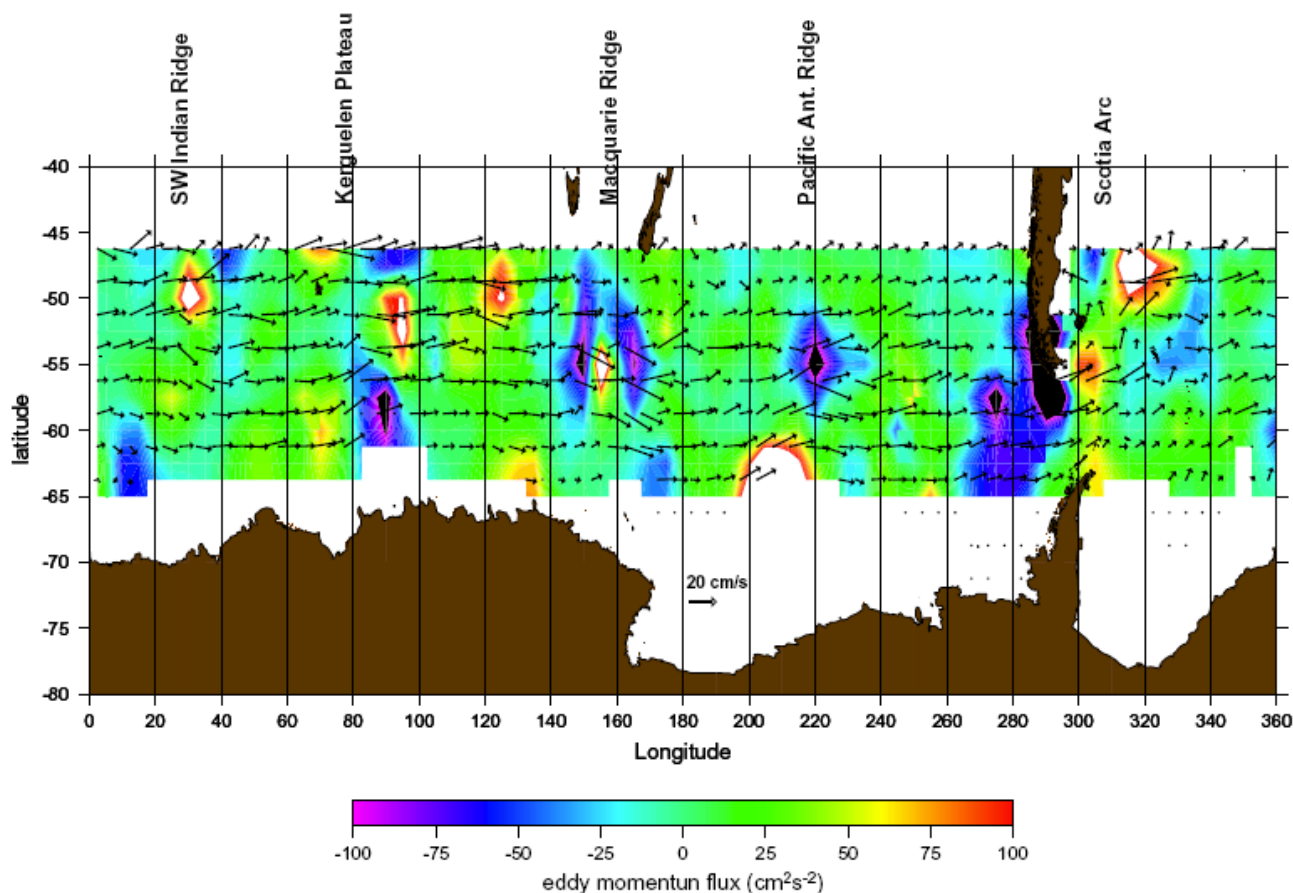


Figura 4.38 Pattern del TEMF rappresentato con sovrapposto il campo medio di velocità. In figura sono state posizionate anche le principali strutture del fondo

In effetti la distribuzione geografica del TEMF è abbastanza complessa e di non facile lettura. In base a quanto ottenuto sembrerebbe meno univoco il ruolo dei TEMF nelle interazioni con il flusso medio e più legato a fattori locali. Anche in questo caso infatti la batimetria sembra giocare un ruolo importante e probabilmente il suo effetto tende a rendere più complessi i fenomeni in esame. Ad esempio, in precedenti studi svolti su dati altimetrici (*Morrow et al.*, 1994) è stato messo in evidenza come a cambiamenti di direzioni del flusso medio di ACC, corrispondano flussi omonimi di TEMF. Laddove quindi la corrente deflette ad esempio verso nord, ovvero in presenza di un meandro indipendente dal tempo, si dovrebbero osservare un corrispondente TEMF diretto verso nord (quindi positivo). Osservando il pattern di TEMF e del campo medio in figura 6, si può notare che tale situazione si verifica in corrispondenza della Macquaire Ridge, dove l'ACC deflette marcatamente verso sud e vi è una ampia zona di TEMF<0 o ancora al limite meridionale dell'area di studio, intorno ai 170°W (210° in figura), in cui si ha la situazione inversa (deflessione verso nord e TEMF>0). In realtà ci sono anche aree in cui tale aspetto non è verificato come ad esempio all'ingresso dello stretto di Drake. Qui il flusso deflette debolmente verso nord ma vi è una vasta area caratterizzata da valori negativi di TEMF.

4.2.1 Bilancio zonale del TEMF

Il valore medio zonale del TEMF, relativo alla fascia di latitudini in cui è compresa l'area di studio, è stato determinato in modo da avere ulteriori informazioni riguardo l'entità dei flussi *eddies* ed il loro eventuale ruolo nel bilanciare gli effetti dello stress del vento.

Il bilancio zonale della quantità di moto può essere espresso, in una forma integrata zonalmente e verticalmente, dalla relazione (*Johnson e Bryden*, 1989):

$$\int_{-H}^0 dz \int dx \left[\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uu) + \frac{\partial}{\partial y}(uv) \right] = \int_{-H}^0 dz \int dx \left[fv - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tau^x}{\partial z} \right] \quad (4.11)$$

dove u e v sono le componenti della velocità, f è il parametro di Coriolis, ρ_0 è la densità dell'acqua di mare, p la pressione, τ^x è la componente zonale dello stress del vento e H è la profondità. Per flussi zonalmente non limitati, il trasporto meridionale integrato zonalmente e verticalmente è nullo, quindi il primo termine

del membro di destra della 4.6 è zero. Inoltre per un oceano connesso zonalmente si ha $\iint \frac{\partial}{\partial x}(uv) dx dz = 0$ e se inoltre si considera il caso stazionario, la 4.6 diventa:

$$\int_{-H}^0 dz \int dx \left[\frac{\partial}{\partial y}(uv) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \right] = \frac{1}{\rho_0} \int_{-H}^0 dz \int dx [\tau_{sup}^x - \tau_{fondo}^x] \quad (4.12)$$

Nel 1951, Munk e Palmen per primi fornirono il *form drag* come possibile meccanismo di bilancio del forzamento superficiale dovuto al vento. Per un modello con fondo piatto, il form drag topografico è nullo per cui successivamente Gill (1968) propose una teoria alternativa secondo la quale lo stress del vento poteva essere bilanciato dalla divergenza del flusso di momento, ovvero dal primo termine nel membro di sinistra della 4.7. Inoltre, considerando la 4.5, Gill stabilì che la componente più rilevante del flusso di momento fosse dovuta al TEMF e stimò in circa $100 \text{ cm}^2 \text{s}^{-2}$ l'entità del flusso netto divergente di TEMF, integrato zonalmente e verticalmente, per bilanciare la quantità di modo impartita dal vento. *Morrow et al.* (1994) hanno determinato un valore del flusso netto di circa due ordine di grandezza più piccolo (ed inoltre convergente) rispetto a quello indotto dal vento, valutato quest'ultimo da dati di vento ECMWF, concludendo ovviamente che il meccanismo proposto da Gill (1968) non è in grado di ottenere il bilancio. *Piola et al.*, (1987) dai dati FGGE hanno stimato in $60 \text{ cm}^2 \text{s}^{-2}$ il flusso netto e questa volta divergente.

In figura 7 è riportata la media zonale del TEMF ottenuta da *Morrow et al.*, (1994), quindi da dati altimetrici (linea continua in figura), confrontata con la medesima stima ottenuta dai dati FGGE (*Piola et al.*, 1987).

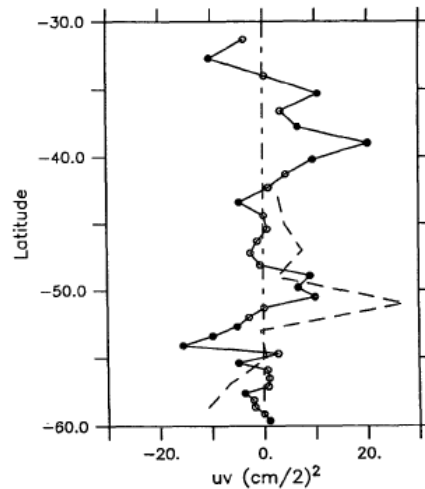


Figura 4.39 Andamento di TEMF mediato zonalmente ottenuto da dati altimetrici (linea continua -Morrow et al., 1994) e dai dati FGEE (linea tratteggiata – Piola et al., 1987) (da Morrow et al., 1994)

I dati FGGE danno una stima su una fascia di latitudine (ampia circa 15° e suddivisa in *bin* ampi 2°) abbastanza limitata con un massimo centrato intorno ai 50° e valori inferiori ai $10 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ in corrispondenza delle alte latitudini. I dati altimetrici, offrono una maggior definizione lungo un meridiano ideale, fino a 60° S, con i valori di TEMF anch'essi mediati su celle di 2° . In quest'ultimo caso vi è un massimo positivo intorno ai 40° S e uno negativo intorno ai 55° S. In buona sostanza le due stime differiscono, per la parte di sovrapposizione, in modo abbastanza evidente.

Al fine di seguire la stessa metodologia e stimare un eventuale valore del flusso netto di TEMF, si è calcolato dai dati a disposizione il profilo per meridiano, ovvero mediato zonalmente. Il risultato è rappresentato in figura 8

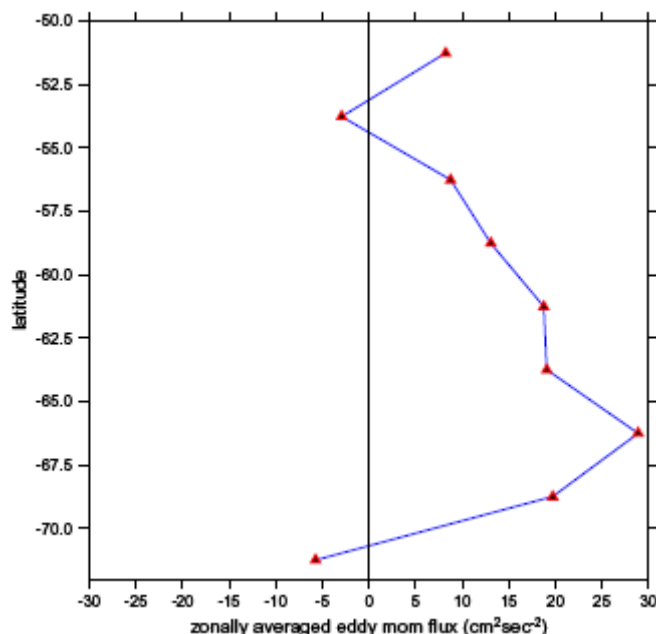


Figura 4.40 Andamento del TEMF mediato zonalmente derivato dal data set di dati WOCE.

EMTF è tipicamente positivo con valori che oscillano tra $-6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ (minimo in corrispondenza del limite estremo dell'area di studio) e circa $30 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$. Anche in questo caso i $100 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ richiesti dalla teoria di Gille (1968) non si raggiungono in nessun settore dell'area di studio.

Ovviamente questo tipo di analisi richiede una indagine più approfondita.

In generale si ritiene che in tutte analisi dove si necessita di maggior precisione sarebbe opportuno determinare un valore più "pulito" della componente turbolenta. Il semplice calcolo per differenza tra campo totale e campo medio, per quanto sia esatta la stima del campo medio, determina un segnale della componente *eddy* che esprime sia la variabilità, ma in cui probabilmente figurano ancora moti a differente

scala sia spaziali che temporale. E' probabilmente necessario un più attento studio volto ad individuare le frequenze che maggiormente caratterizzano i fenomeni di interesse.

CAPITOLO 5

Determinazione della componente del campo di velocità indotta dal vento

Il bilancio dinamico dei grandi sistemi di correnti oceaniche nello strato superficiale può essere espresso in termini di tre forze principali: la forza del gradiente di pressione, la forza di Coriolis e la convergenza verticale dello stress turbolento dovuto al vento (*Pedlosky*, 1988). Poiché questo bilancio è lineare, se il gradiente di pressione non è statisticamente o dinamicamente in relazione con il vento locale, allora è possibile ottenere il valore della corrente prodotta dall'azione del vento da una relazione che ha come soli termini la forza di Coriolis e la convergenza verticale dello stress turbolento prodotto dal vento. Tale relazione rappresenta il noto bilancio di Ekman. Sebbene questo sia un problema classico dell'oceanografia fisica, è in generale difficile verificare direttamente la sua validità in quanto processi a scale temporali differenti possono mascherare il bilancio. Anche se il problema è affrontato in tutti i testi di oceanografia fisica è interessante verificare come si ottengono le soluzioni dell'equazione di Ekman ovvero quali sono i parametri che intervengono nel calcolo della velocità della corrente indotta dal vento e quale spessore dello strato superficiale interessa.

5.1 Equazioni del bilancio di Ekman e soluzioni

Walfrid Ekman era ancora studente quando formulò la teoria che porta il suo nome, che presentò come tesi di laurea agli inizi del 1900. Allora studente del prof. Vilhelm Bjerknes, Ekman affrontò il problema dello studio dell'influenza della rotazione terrestre sulle correnti indotte dal vento partendo dalle seguenti condizioni: innanzitutto considerò un flusso orizzontale stazionario ed omogeneo; in questo modo le derivate rispetto al tempo e allo spazio valgono zero. Includse gli effetti dell'attrito e ritenne costante il coefficiente di viscosità turbolenta lungo la verticale (che indicheremo con A_z) ottenendo quindi una espressione per le componenti dello stress d'attrito τ_x e τ_y dovute al vento:

$$\tau_x = \rho_w A_z \frac{\partial u}{\partial z} \quad \text{e} \quad \tau_y = \rho_w A_z \frac{\partial v}{\partial z} \quad (5.13)$$

dove u e v sono rispettivamente la componente zonale e meridionale della velocità e ρ_w è la densità.

Sotto queste ipotesi è facile dimostrare che l'equazioni delle componenti orizzontali della quantità di moto diventano:

$$f v + A_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \quad - f u + A_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = 0 \quad (5.14)$$

Moltiplicando la prima le equazioni (5.2) per l'unità immaginaria i e sommandola alla prima si ottiene:

$$f(v - iu) + A_z \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + i \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) = 0$$

Mettendo in evidenza $-i$ al primo termine ed essendo $-\frac{1}{i} = i$ si ha:

$$-i f(u + iv) + A_z \frac{\partial^2}{\partial z^2} (u + iv) = 0$$

Poniamo ora $X = (u + iv)$ e dividiamo tutto per A_z si ottiene:

$$\frac{-i f X}{A_z} + \frac{\partial^2 X}{\partial z^2} = 0 \quad (5.15)$$

Si tratta a questo punto di risolvere l'equazione differenziale del secondo ordine (5.3). Passando quindi all'equazione caratteristica si ha:

$$\alpha^2 - \frac{i f}{A_z} = 0 \text{ da cui } \alpha = \pm \sqrt{\frac{i f}{A_z}} \text{ e quindi la soluzione sarà data:}$$

$$X = a e^{\sqrt{\frac{i f}{A_z}} z} + b e^{-\sqrt{\frac{i f}{A_z}} z} \quad (5.16)$$

Per determinare le costanti a e b si utilizzano le condizioni al contorno che sono:

per $z=0$, $X = V_0 e^{i\frac{\pi}{4}}$ (ottenuta da evidenze sperimentali) e quindi

$$V_0 e^{i\frac{\pi}{4}} = a + b. \quad (5.17)$$

Per $z=-\infty$ (sul fondo), $X=0$ per cui sul fondo $0 = \frac{a}{e^\infty} + b e^\infty$; il primo termine del secondo membro tende a zero per cui risulta che anche $b=0$ e la 4.5 diventa $V_0 e^{i\frac{\pi}{4}} = a$. Sostituendo i valori di a e b in (5.4) si ha:

$$X = V_0 e^{\sqrt{\frac{if}{A_z}} z} e^{i\frac{\pi}{4}} \quad (5.18)$$

Si consideri ora solo l'esponenziale in z ed in particolare il termine sotto radice:

$$\sqrt{\frac{if}{A_z}} = \sqrt{i} \sqrt{\frac{f}{A_z}} = (\text{essendo } \sqrt{i} = \frac{1+i}{\sqrt{2}}) = (1+i) \sqrt{\frac{f}{2A_z}} =$$

$$(\text{ponendo } \gamma = \sqrt{\frac{f}{2A_z}} \text{ e } D_E = \frac{\pi}{\gamma}) = (1+i) \frac{\pi}{D_E} \quad (5.19)$$

Sostituendo (5.7) in (5.6) si ottiene:

$$X = u + iv = V_0 e^{i\frac{\pi}{D_E} z} e^{i\frac{\pi}{4}} e^{\frac{\pi}{D_E} z} = V_0 e^{i\left(\frac{\pi}{D_E} z + \frac{\pi}{4}\right)} e^{\frac{\pi}{D_E} z} = V_0 \left[\cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{D_E} z\right) + i \sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{D_E} z\right) \right] e^{\frac{\pi}{D_E} z}$$

e si avrà quindi che

$$u = V_0 \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{D_E} z\right) e^{\frac{\pi}{D_E} z} \quad (5.20a)$$

$$v = V_0 \sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{D_E} z\right) e^{\frac{\pi}{D_E} z} \quad (5.8b)$$

Al variare di z da 0 a D_E il vettore corrente varia in modulo e direzione, essendo dato da $u_0 = V_0 \cos \frac{\pi}{4}$ e $v_0 = V_0 \sin \frac{\pi}{4}$ in superficie (dove è orientato a 45° a destra della direzione del vento nell'emisfero settentrionale a sinistra nell'emisfero meridionale) e ruota in senso orario (emisfero nord), descrivendo la nota spirale (figura 1), fino ad assumere una direzione opposta ad una profondità pari a D_E .

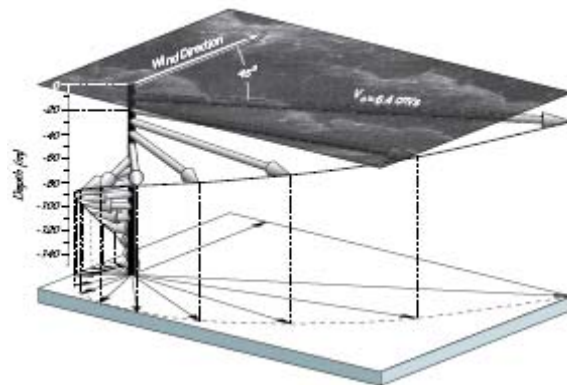


Figura 5-41 Spirale di Ekman (da <http://oceanworld.tamu.edu/students/currents/>)

Rimane a questo punto da calcolare il valore di V_0 e D_E . Ekman per la prima volta terminò la relazione:

$$V_0 = \frac{0.0127}{\sqrt{\sin|\varphi|}} U_{10} \quad \text{con } |\varphi| \geq 10 \quad (5.21)$$

dove U_{10} è la velocità del vento a 10 metri di altezza sul livello del mare e φ è la latitudine. D_E è la profondità dello strato di Ekman che ha un valore arbitrario in quanto la corrente indotta dal vento decresce esponenzialmente con la profondità. Formalmente è data dalla relazione :

$$D_E = \sqrt{\frac{2\pi^2 A_z}{f}} \quad (5.22a)$$

ed in funzione del vento da:

$$D_E = \frac{7.6}{\sqrt{\sin|\varphi|}} U_{10} \quad (5.10b)$$

Alla latitudine media di 45° e venti con velocità tra 5 e 20 ms^{-1} , D_E varia tra 45 e 180 m .

L'azione dello stress del vento indurrà quindi un trasporto che in termini di componente zonale (M_x) e meridionale (M_y) è dato dalle relazioni:

$$f M_x = \tau_y \text{ e } f M_y = -\tau_x \quad (5.23)$$

relazioni dalle quali si può dedurre che il trasporto di Ekman avviene secondo una direzione orientata a 90° rispetto alla direzione del vento, verso destra nell'emisfero settentrionale, verso sinistra nell'emisfero meridionale.

5.2 Metodi per la determinazione della componente ageostrofica.

Conferme sperimentali della teoria di Ekman non sono state facili da ottenere in quanto il rapporto segnale-rumore è basso, intendo come segnale il flusso indotto dal vento e come rumore l'insieme dei processi a scale temporali superiori o inferiori rispetto all'inerziale. In questo intervallo ovviamente sono comprese tutte le oscillazioni, come le onde interne a frequenze più elevate di quella inerziale o il moto geostrofico a frequenze più basse; in generale moti inerziale liberi tendono a mascherare la componente dovuta al vento essendo a contenuto energetico più alto. Per determinare la componente di Ekman a partire da una misura correntometrica effettuata per l'appunto da correntometri, ma ovviamente anche mediante boe superficiali alla deriva o profilatori acustici, esistono vari approcci. Assumendo

che il campo totale di corrente nello strato superficiale possa essere considerato come la somma di tre componenti principali ovvero quella indotta dal vento, la geostrofica e la componente turbolenta, una volta determinata o isolata quest'ultima, per ottenere la componente di Ekman è necessario risolvere il moto geostrofico. In alcuni studi, gli autori (ad esempio *Price et al.*, 1987) hanno considerato il flusso guidato dal vento intrappolato nello strato mescolato e hanno determinato il flusso geostrofico, relativo alla base dello strato, da sottrarre al campo totale misurato. In altri casi invece (*Chereskin e Roemmich*, 1991; *Wiffel et al.*, 1994) la componente ageostrofica è stata determinata mediante l'utilizzo di misure ottenute da ADCP (*Acoustic Doppler Current Profiler*), che fornisce il profilo verticale della campo totale di corrente e da misure ideologiche, dalle quali si ottiene la componente geostrofica. *Ralph e Niiler* (1999) hanno invece determinato la componente di Ekman mediante l'utilizzo di boe SVP e dati idrologici ottenuti da due banche dati: dalla prima (*Levitus*, 1982) gli autori hanno calcolato una distribuzione climatologica della altezza dinamica per la fascia tropicale dell'Oceano Pacifico e da questa la componente geostrofica, confrontandola con una climatologia dell'altezza dinamica per la stessa area derivata da *Kessler* (1990). Sulla base dei risultati ottenuti, *Ralph e Niiler* (1999) hanno determinato un modello per la stima della componente di Ekman nel quale, considerato uno strato di profondità H , lo stress turbolento è funzione lineare della profondità e si annulla alla base dello strato. Il modello è espresso dalla relazione:

$$\mathbf{u}_a = \left(\frac{\mathbf{e}^{i\theta}}{H} \right) \frac{\tau_0}{\rho f} \quad (5.24)$$

dove θ , ovvero l'angolo di rotazione rispetto al vento e H sono parametri da determinare. Tale operazione è stata eseguita attraverso la ricerca del miglior *fit* su tutti i dati mediante il metodo dei minimi quadrati. *Ralph e Niiler* hanno determinato un valore per $H = 26 \pm 3$ m e $\theta = 55^\circ \pm 5^\circ$ ed una varianza del data set spiegata dal modello pari al 36%. Una considerevole percentuale di variabilità quindi non è stata risolta dall'applicazione di questo modello ed inoltre, i risultati ottenuti dal calcolo della componente ageostrofica hanno mostrato una notevole variabilità spaziale che il modello (5.12) non è in grado di rappresentare. Al fine di ricercare il modello "ottimale", *Ralph e Niiler* hanno considerato differenti soluzioni nelle quali la scala verticale dello stress turbolento, indicata con H^* , è espressa in funzione dello stress del vento, dal parametro di Coriolis e della

distanza dall'estremità superiore del termoclino (D_T). La componente ageostrofica del moto è stata rappresentata dal modello:

$$|\mathbf{u}_a| = \beta \mathbf{u}_*^a \mathbf{f}^b \mathbf{D}_T^c \quad (5.25)$$

in cui u_* è la velocità d'attrito dovuto allo stress superficiale del vento. Risolvendo per determinare il valore dei parametri a , b e c è stato calcolato: $a \cong 1$, $b \cong \frac{1}{2}$ e $D_T \cong 0$, per cui la profondità del termoclino sembra essere un parametro irrilevante per determinare u_a .

Rio ed Hernandez (2003) hanno testato due modelli con $c=0$, dei quali il primo è rappresentativo delle equazioni e delle soluzioni originali determinate da Ekman (relazioni 4.8 a e b, 4.9 e 4.10) e del tutto simile al quello usato da *Ralph e Niiler* (1999) (relazione 5.12). Il secondo modello invece differisce dal primo in quanto è stato considerato un coefficiente di viscosità turbolenta non costante ma funzione dello stress turbolento e la relazione che lo rappresenta è la seguente :

$$\bar{\mathbf{u}}_a = \frac{b' \bar{\tau}}{\sqrt{f|\tau|}} e^{i\theta} \quad (5.26)$$

in cui b' e θ sono da determinare. Gli autori hanno determinato i due parametri in funzione della latitudine e della stagione, utilizzando come valori sperimentali della componente ageostrofica, i valori ottenuti dalla differenza tra il vettore totale della corrente, misurato sempre da boe SVP e il campo geostrofico ottenuto da dati altimetrici. L'analisi è stata compiuta su dati relativi a tutti gli oceani, per il periodo 1993-1999 (figura 5.2). Un'analisi spettrale e cross-spettrale del segnale del vento, del campo totale della velocità, così come rilevato dai *drifters* e delle componenti ageostrofiche, hanno permesso di evidenziare per ogni singola componente la coerenza e le frequenze a maggior contenuto energetico. In particolare nella fascia latitudinale tra i 30° e i 90° (in entrambi gli emisferi) sono state notate importanti differenze tra lo spettro totale della componente ageostrofica su intervalli di tempo superiori a 4 giorni. In questo caso più della metà dell'energia totale è concentrata nelle componenti geostrofiche. Inoltre rimuovendo quest'ultima dal campo totale, *Rio ed Hernandez* hanno riscontrato un aumento in coerenza del segnale del vento soprattutto per periodi più lunghi di 10 giorni e più in generale, la coerenza tra la componente ageostrofica e il vento è massima per periodi inferiori a 20 giorni.

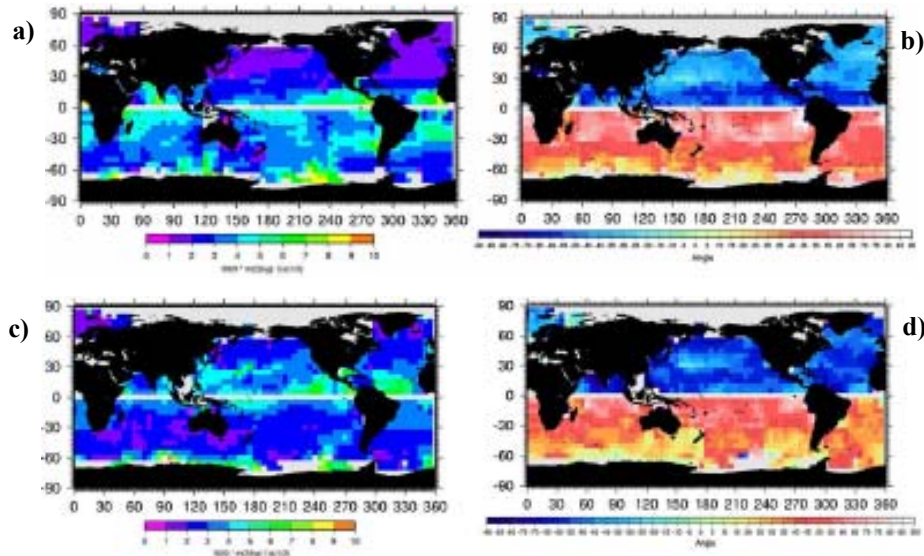


Figura 5-42 Distribuzione spaziale dei parametri b' (a e c) e θ (b e d) in relazione alla stagione estiva (a e b) ed invernale (c e d) (da *Rio ed Hernandez*, 2003)

Per le frequenze più alte, ovvero per frequenze prossime o sub-inerziali, la coerenza tra i due segnali si riduce notevolmente ed il segnale della corrente indotta dal vento è mascherato dal segnale inerziale e della marea. *Rio ed Hernandez* concludono osservando che al fine di determinare il segnale della componente ageostrofica è utile eseguire un filtraggio in una banda di frequenza limitata per le basse dal valore dei 20 giorni e alle alte, dalla più alta frequenza tra il l'inerziale e la marea diurna ed inoltre che, in termini di varianza spiegata, i due modelli utilizzati per la determinazione della componente di Ekman, forniscono gli stessi risultati. Per successive applicazioni quindi è possibile considerare il modello:

$$\vec{u}_a = \frac{b' \bar{\tau}}{\sqrt{f}} e^{i\theta} \quad (5.27)$$

nel quale si considera costante il coefficiente di viscosità turbolenta lungo la verticale.

5.3 Determinazione della componente di Ekman nell'Oceano Meridionale

Seguendo il metodo proposto da *Ralph e Niiler* (1999), utilizzando quindi il modello espresso dalla relazione 5.15, è stata calcolata la componente della corrente indotta dal vento per l'area oggetto di studio. Il data set di boe del WOCE utilizzato è particolarmente adatto per questo tipo di analisi in quanto, come

riportato nel secondo capitolo, per ogni posizione e valore di velocità di una boa è fornito anche il valore delle componenti del vento.

Per risolvere quindi l'equazione 5.15 è necessario calcolare il valore dello stress del vento e i parametri \bar{b} e θ . Quest'ultimi sono stati derivati direttamente dal lavoro di *Rio ed Hernandez* (2003), i quali hanno determinato la componente di Ekman utilizzando il data set di boe globale del WOCE fino all'anno 1999. In questo lavoro di tesi, il calcolo è stato invece limitato ai dati provenienti dall'Oceano Meridionale ma fino all'anno 2002. I valori di \bar{b} e θ utilizzati sono riportati nella tabella 4.1.

Intervallo di longitudine		Estate Australe (ott. – mar.)		Inverno Australe (apr.-sett.)	
Estate	Inverno	\bar{b}	θ	\bar{b}	θ
0÷70	0÷40	3	40°	3	40°
70÷130	40÷180	5	25°	3	15°
130÷190	180÷240	3.5	35°	3	45°
190÷250	240÷300	7	25°	3	25°
250÷360	300÷360	3	40°	3	40°

Tabella 5-1 Valori dei paramentri \bar{b} e θ espressi in funzione della stagione e della longitudine come derivati da *Rio ed Hernandez* (2003)

I parametri sono riportati a seconda della stagione considerando come estate il periodo che va da ottobre a marzo ed inverno, il periodo da aprile a settembre.

Lo stress del vento è stato determinato risolvendo la relazione (*Csanady*, 1984):

$$\tau_i = \rho_{aria} C_d W_i |W| \quad (5.28)$$

in cui ρ_{aria} è la densità dell'aria, C_d il coefficiente di drag posto uguale a $2 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ (*Csanady*, 1984), W_i e $|W|$ sono rispettivamente la componete i-esima e il modulo del vento. Questi dati, come detto, sono disponibili per ogni posizione della boa.

I valori del vento sono stati mediati in celle di dimensioni pari a quelle dei *bin*, dimensioni usate per determinare il campo medio di velocità ottenuto con il metodo classico e per rappresentare il campo medio ottenuto con il metodo delle *spline*, come spiegato nel precedente capitolo. In figura 3 è riportato l'andamento delle componenti zonale e meridionale del vento e la deviazione standard associata. Ogni riga della matrice dei grafici del vento è relativa alla latitudine

indicata a destra. Il vento medio è come atteso prevalentemente orientato verso est, di fatto la componente zonale è positiva a partire dalla latitudine di 50° S fino al limite dei 60° S. Oltre questo limiti, la componente zonale del vento cambia segno in alcune zone con una prevalenza ancora di flussi occidentali. Le osservazioni diventano meno numerose nella fascia più meridionale dell'area di studio. Negli ultimi due pannelli a sinistra di figura 4, il valore a zero delle componenti indica assenza di misura.

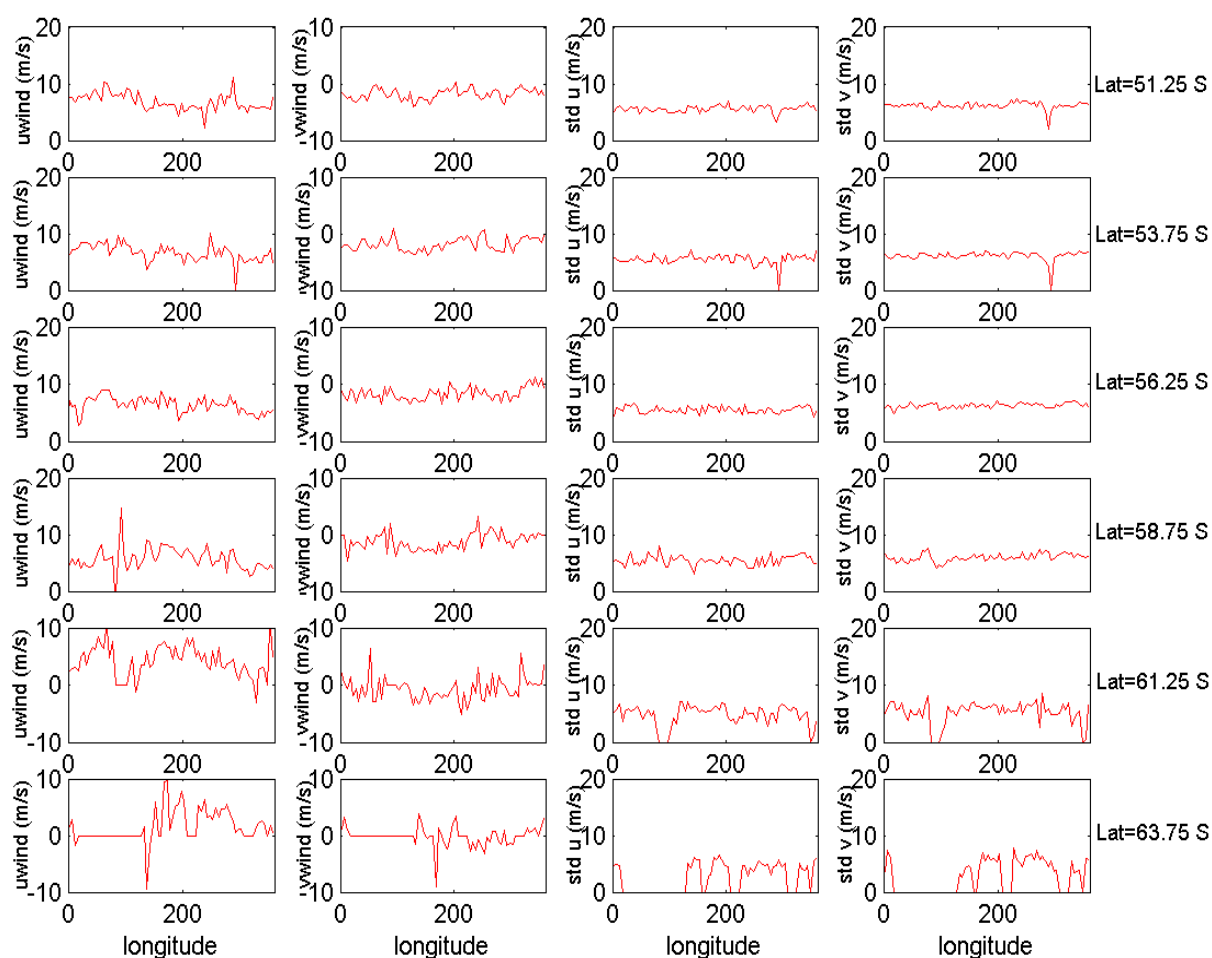


Figura 5-43 Andamento delle componente zonale e meridionale del vento mediate su celle di dimensioni pari a $5^\circ \times 2.5^\circ$

Una volta ottenuto il valore del vento medio, riferito al centro della cella, si è risolta l'equazione 5.15 e determinato quindi un valore medio della corrente di Ekman. Il risultato di questa analisi è riportato in figura 3. Come nei lavori di *Ralph e Niiler* (1999) e *Rio ed Hernandez* (2003) anche per la presente applicazione la corrente di Ekman forma angoli a sinistra della direzione del vento (come atteso) e l'ampiezza degli angoli è variabile rispetto ai 45° previsti dalla

teoria. L'intensità raggiunge valore massimi di circa 40 cm s^{-1} mentre nel corpo principale della ACC oscilla tra 10 e 25 cm s^{-1} con i valori minimi concentrati essenzialmente nel settore più occidentale dell'Oceano Atlantico.

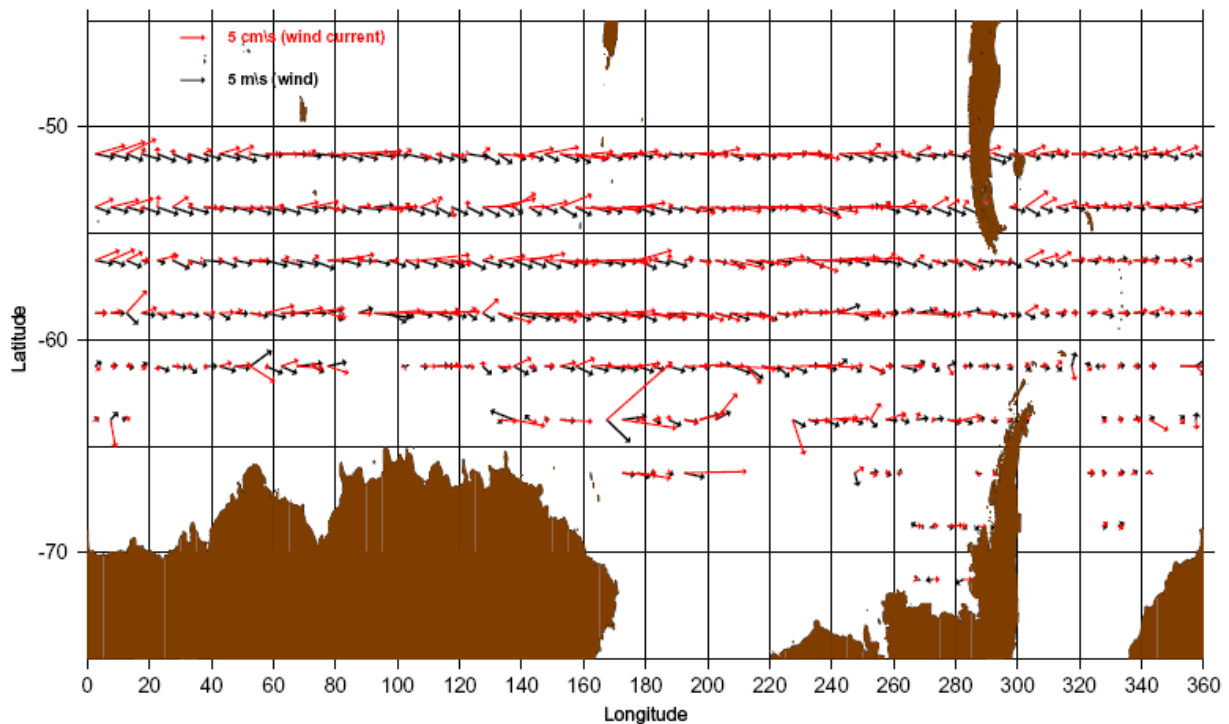


Figura 5-4 Rappresentazione della componente di Ekman del campo di velocità (vettori in nero) rispetto al vento (vettori in rosso)

Essendo noto il vento dalla relazione 5.10b è possibile calcolare il valore della profondità dello strato di Ekman D_E ed in oltre dalla 5.11 il valore del trasporto associato alla componente del campo di velocità dovuta al vento. Entrambi questi parametri sono di notevole importanza in quanto elementi essenziali per una maggiore comprensione e quantificazione dei processi che caratterizzano la dinamica della ACC (paragrafo 1.3).

In figura 4 è riportata la media zonale del trasporto di Ekman calcolato risolvendo l'equazioni 5.11 e calcolando lo stress del vento utilizzando la relazione 5.16. La media è stata ottenuta su tutti i valori corrispondenti ad una determinata latitudine, scelta quest'ultima in intervallo tra 50°S e 72.5°S , ad incrementi costanti di 2.5° , con i valori ottenuti riferiti al centro della fascia di latitudine individuata da tale incremento. Scegliendo i 60° sud come latitudine di riferimento, si può osservare come il trasporto di Ekman abbia valori debolmente positivi (ovvero diretto verso nord) a sud e tende a zero man mano che ci si avvicina al continente antartico. In realtà le osservazioni in questo settore sono più limitate rispetto alle regioni più a nord e anche se la deviazione standard (in figura 4 in corrispondenza dei valori

ottenuti è riportata la relativa deviazione standard) è dell'ordine del 10% del valore medio, qui l'incertezza del calcolo è da ritenersi più elevata.

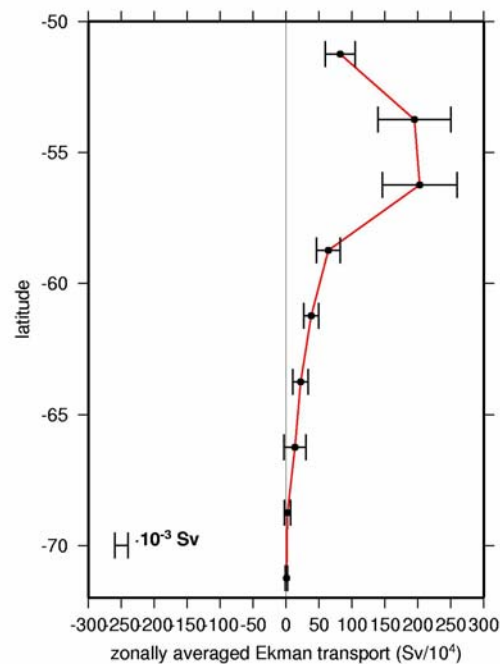


Figura 5-44 Trasporto di Ekman mediato zonalmente

In effetti le misure disponibili in questo settore sono poche e possono essere relative periodo breve o comunque poco significativo; tra loro quindi differiscono di poco ma dal punto di vista della rappresentatività sul lungo periodo o in termini di variabilità temporale che sono in grado di rappresentare, offrono maggiore incertezza rispetto alle stime effettuate per il settore più settentrionale dell'area investigata. A nord della latitudine di riferimento, il valore del trasporto aumenta fino ad un massimo assoluto di circa 2 Sv in corrispondenza della fascia latitudinale centrata sui 55° S. Il trasporto totale verso nord dovuto al determinato campo medio di vento è di circa 6.2 Sv; di questa quantità circa il 75 % è localizzato a nord dei 60° S di latitudine. Helleraman e Rosenstein (1983) e successivamente Warren et al. (1996) hanno stimato in 11 Sv il trasporto di Ekman a 60° S di latitudine, un valore quindi quasi doppio. E' lecito pensare che questa stima risenta di un campionamento non sufficiente delle basse latitudini ma l'approccio è sicuramente adatto per giungere ad una stima corretta del trasporto dovuto al vento.

Valori prossimi a quelli noti dalla letteratura, si riscontrano nella media meridionale del trasporto di Ekman. La fascia di latitudine considerata è

ovviamente la stessa del caso precedente, ovvero tra $72^{\circ}.5$ S e 50° S. La stima massima non supera i 15 Sv anche se la variabilità in questo caso è più alta.

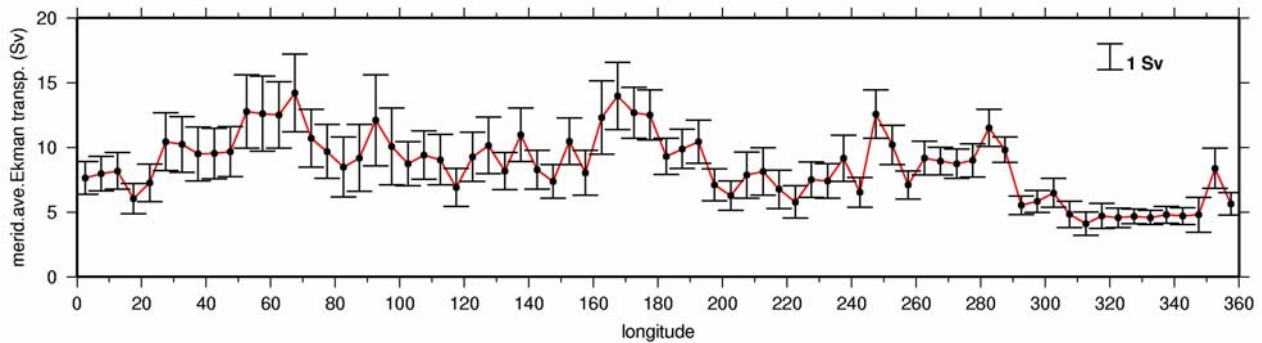


Figura 5-45 Trasporto di Ekman mediato meridionalmente

E' stata in oltre stimata la profondità dello strato di Ekman, avendo anche in questo caso determinato un valore mediato zonalmente e meridionalmente. I risultati sono riportati rispettivamente in figura 7 ed 8. L'andamento del valore mediato zonalmente all'avvicinarsi al polo progressivamente decresce fino a diventare circa $\frac{1}{3}$ rispetto alla stima massima ottenuta per l'estremità settentrionale dell'area studiata. L'intervallo di variazione di D_E è compreso tra 20 e 60 m, laddove il minimo per il dato ottenuto dalla media a longitudine costante è intorno ai 30 metri e valori massimi sono di poco superiori ai 70 m. Tali valori sono in buon accordo con quanto generalmente riscontrato in altri lavori (ad esempio *Ralph e Niiler, 1999, Chereskin e Roemmich, 1991*)

Rio ed Hernandez (2003) hanno valutato l'andamento della profondità dello strato di Ekman rispetto alla stagione, utilizzando come detto il data set globale dei *drifters* disponibili presso la banca dati del WOCE.

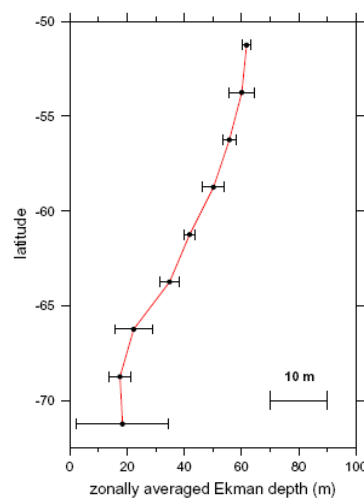


Figura 5-46 Andamento della profondità dello strato di Ekman mediata zonalmente

Hanno riscontrato valori distribuiti in un intervallo compreso tra 60-120 m durante l'inverno boreale e valori più bassi, 30-60 m, per l'estate. Nell'Emisfero meridionale, sono stati osservati valori leggermente inferiori nella fascia subpolare (0-50 m) e dello stesso ordine di grandezza per le altre zone dell'emisfero e per la stessa stagione. L'accordo quindi con quanto determinato nel presente lavoro è soddisfacente.

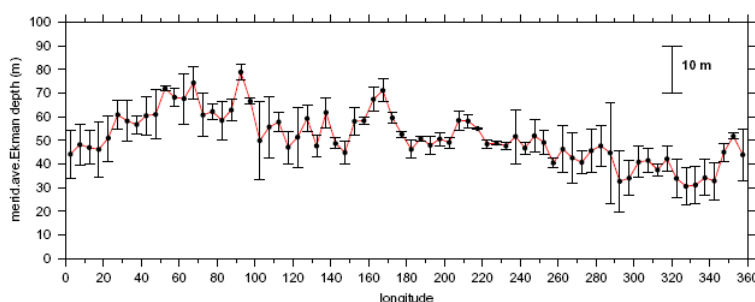


Figura 5-47 Andamento della profondità dello strato di Ekman mediata meridionalmente.

In generale, i risultati ottenuti applicando il modello 5.15 sono sicuramente di invito a continuare a perfezionare la tecnica, cercando di ottenere una descrizione di maggior dettaglio del processo studiato. D'altro canto considerando l'area sulla quale è stato applicato il metodo ma anche la difficoltà che in generale è insita nella determinazione della corrente di Ekman (come riportato nel paragrafo 5.2) ed infine la disomogeneità del data set, è stato possibile giungere ad una caratterizzazione qualitativa del fenomeno studiato.

Al fine di ottenere maggior informazioni circa l'attendibilità del metodo, è necessario una verifica del risultato e capire quanto varianza si è stati in grado di misurare applicando questa metodologia.

5.4 Determinazione della componente di Ekman utilizzando dati di boe e altimetrici – verifica dei risultati del modello.

Affinché i risultati ottenuti dall'applicazione del modello 5.15 abbiano un riscontro sperimentale è necessario (così come fatto nei lavori citati in precedenza) cercare di determinare la componente geostrofica del campo di velocità e sottrarla al campo totale misurato dalle boe. Il campo geostrofico si può ottenere o da dati idrologici (trattandosi di un'area così vasta la soluzione è data

dall'utilizzo di climatologie), da dati correntometrici o come fatto da *Rio ed Hernandez* (2003) mediante l'uso di dati altimetrici.

Grazie alla collaborazione con Marie Melene Rio del CLS (*Collecte Localisation Satellites*) sono stati resi disponibili dati, relativi al periodo 1993-2002, che forniscono per ogni posizione dei *drifter* (ai quali è stato possibile associarlo) il valore della componente geostrofica, determinata quest'ultima da dati altimetrici.

In particolare M.H. Rio, per determinare l'altezza della superficie dell'oceano (*Sea Surface Height* -SSH), ha usato dati derivati dai satelliti ERS-1 ed ERS-2 e TOPEX/POSEIDON, applicando delle correzioni che consentono di ottenere una precisione nella misura di SSH pari a circa 3-4 cm. L'anomalia del livello della superficie dell'oceano (*Sea Level Anomaly* - SLA) è stata ottenuta solo lungo le traiettorie dei satellite a causa della scarsa accuratezza delle misure di SSH a piccola scala. Al fine di renderli omogenei, i dati (poiché provenienti dai satelliti diversi) sono stati elaborati mediante una tecnica di analisi oggettiva multivariata e la componente geostrofica superficiale assoluta calcolata sommando un campo medio dinamico di velocità all'anomalia della velocità. Il campo medio dinamico è stato ottenuto a sua volta secondo il procedimento spiegato da *Rio ed Hernandez* (2002). Confrontato con altri metodi o con campi dinamici climatologici, questo metodo consente una migliore definizione delle strutture alle scale più piccole della mesoscala e delle aree dove agiscono le correnti più intense. Per ogni posizione dei *drifters* è stato quindi calcolato il valore della componente geostrofica e l'errore associato.

La determinazione della componente ageostrofica è stata quindi compiuta sottraendo ad ogni valore delle componenti del vettore totale di velocità, misurato dalle boe, il corrispondente valore delle componenti del campo geostrofico ottenuto da misure altimetriche ed interpolato nella stesse posizioni ed istanti di misura del data set originale.

Un primo immediato riscontro per avere indicazioni a riguardo può essere ottenuto rappresentando la distribuzione dei valori di velocità ottenuti. In figura 9 sono riportati gli istogrammi della componente zonale, meridionale e del modulo della corrente di Ekman calcolata seguendo entrambi i metodi su indicati. Come si può osservare utilizzando i dati altimetrici per il calcolo della corrente indotta dal vento la quantità di dati si riduce del 50% circa, in quanto non a tutti i *drifters* è possibile associare un dato altimetrico essenzialmente per la mancanza di misure

concomitanti. Le distribuzioni della componente zonale calcolata con i due metodi, hanno caratteristiche comuni mentre risultano abbastanza differenti le distribuzioni della componente meridionale, specialmente per quanto riguarda i valori intorno allo zero. Infatti i valori ottenuti sottraendo la componente geostrofica al campo totale (secondo dei 3 grafici degli istogrammi individuati dalla lettera a in figura 9), sono distribuiti maggiormente nelle varie classi mentre, nel caso in cui la componente di Ekman è calcolata mediante modello, la distribuzione è caratterizzata da un picco in corrispondenza della classe di valori 0-2 cm s^{-1} .

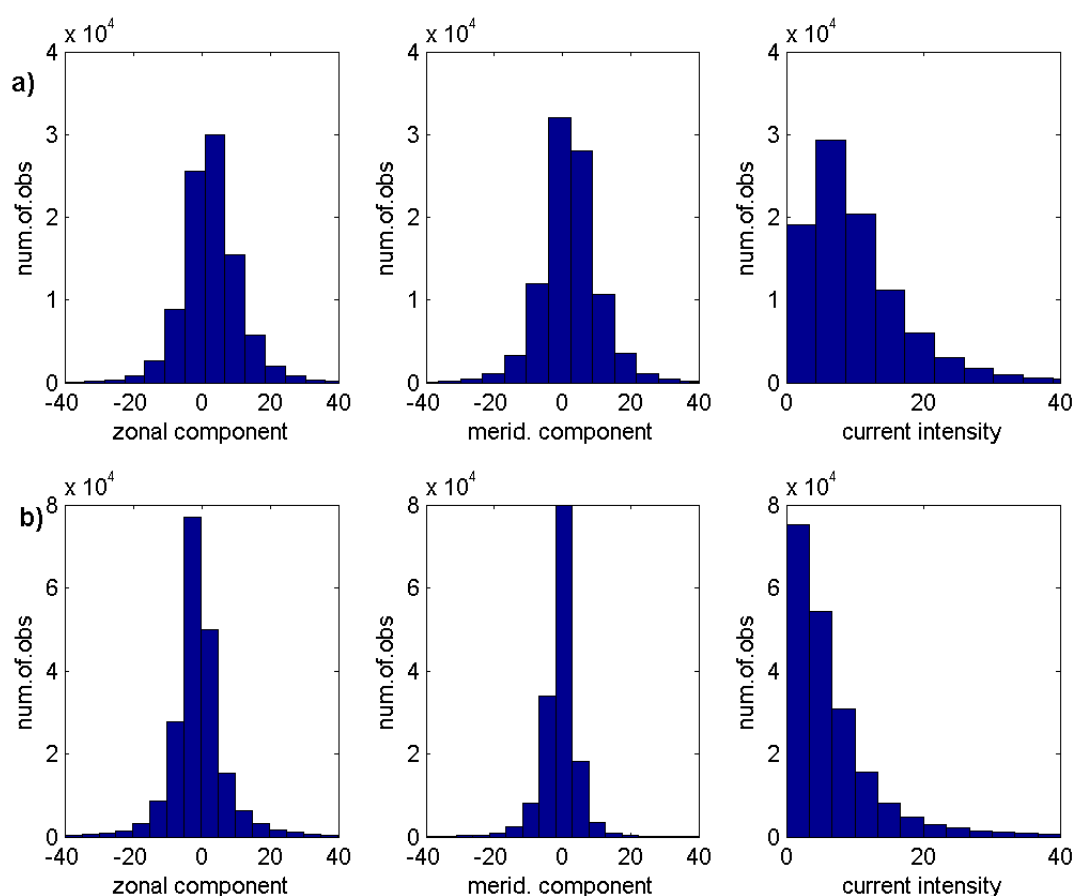


Figura 5-48 Distribuzione dei valori della componente zonale, meridionale e del modulo della corrente di Ekman calcolata utilizzando a) i dati altimetrici e b) la relazione 5.15.

Osservando inoltre l'andamento dei moduli della velocità, appare evidente che, applicando la relazione 5.15, si tenda a sottostimare la velocità alle basse velocità. Vi è da dire che le classi centrate su pochi cm s^{-1} , contengono quei valori di velocità che sono nell'ordine di grandezza della precisione sia della misura altimetrica della velocità della corrente che di quella delle boe. In oltre, a causa del differente numero di osservazioni di cui sono composti i due data set, le

distribuzioni dei valori di velocità possono evidenziare delle discrepanze così come verificato. Sicuramente nelle distribuzioni rappresentate nella riga individuata dalla lettera a in figura 9 ci sono misure non presenti nella seconda riga di istogrammi.

Una seconda valutazione dei risultati può essere data dal confronto tra gli spettri dei segnali ottenuti dai due metodi per la determinazione della corrente di Ekman; in questo caso si cerca di capire se il modello 5.15 riproduce in termini di frequenze campionate, il dato “reale”. In figura 10 è riportato lo spettro del segnale relativo alla componente zonale (pannello superiore) e alla componente meridionale (pannello inferiore) calcolate sottraendo il campo geostrofico.

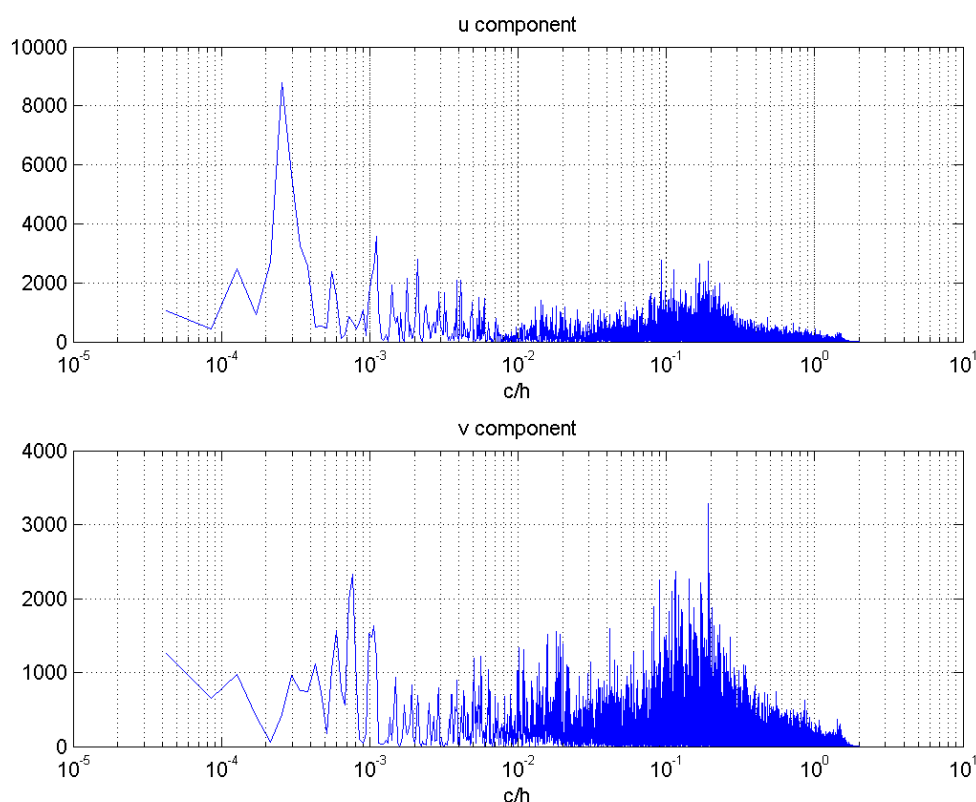


Figura 5-49 Analisi spettrale del segnale alla componente zonale (pannello superiore) e alla componente meridionale (pannello inferiore) calcolate sottraendo la componente geostrofica.

La bassa frequenza della componente zonale, è caratterizzata da un picco intorno agli $2 \times 10^{-4} \text{ ch}^{-1}$ corrispondenti a un periodo di 5000 h ovvero 200 giorni circa. Hughes *et al.* (2003), da risultati numerici, hanno dimostrato che il trasporto della ACC è dominato da modi barotropici in un periodo che varia tra 10 e 220 giorni. In entrambi le componenti si trova un picco in corrispondenza di 10^{-3} ch^{-1} ovvero 40 giorni. L'alta frequenza della componente meridionale è a maggior contenuto energetico rispetto al contenuto della corrispondente banda di frequenze della

componente zonale. In particolare è visibile un picco a poco meno di 10 h, un valore troppo basso sia per il moto inerziale che, considerando l'intervallo di latitudine tra i 70°S ed i 50° S, ha un periodo che varia tra le 12 e le 15 h; la marea è generalmente diurna a queste latitudini e comunque anche la semidiurna ha un periodo maggiore. In realtà nessuno dei due segnali è ben visibile nei due spettri. Questo è un aspetto che sorprende un po' in quanto sia la marea che l'inerziale sono segnali non contenuti nella misura di velocità effettuata usando dati altimetrici e quindi dovrebbero essere visibili anche nel momento in cui la componente geostrofica viene eliminata.

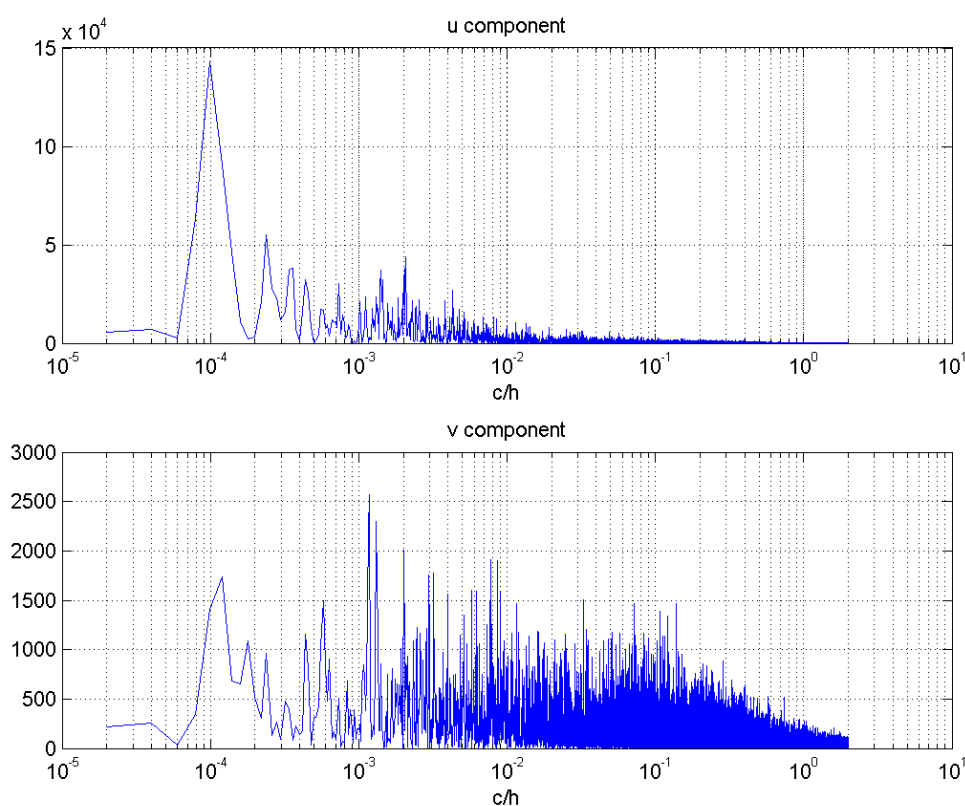


Figura 5-50 Analisi spettrale del segnale alla componente zonale (pannello superiore) e alla componente meridionale (pannello inferiore) calcolate applicando la relazione 4.15

In figura 11 sono riportati gli spettri calcolati per le componenti della corrente indotta dal vento, determinata quest'ultima risolvendo la relazione 5.15. Rispetto agli spettri mostrati in figura 10, si nota subito la presenza del picco (in quest'ultimo caso ancora più marcato e presente anche nella componente meridionale) a 10^{-4} ch^{-1} , un periodo superiore all'anno e quindi ad una frequenza decisamente più bassa rispetto al caso precedente. Anche in questo caso il contenuto energetico ad alta frequenza della componente zonale è scarso, mentre è molto più forte quello della componente meridionale. Il picco a 10 h è presente ma

meno evidente rispetto al caso precedente, mentre il picco a 10^{-3} ch^{-1} è ben marcato nella componente meridionale, non è presente nella componente zonale.

Si nota in questo caso anche un picco intorno alla frequenza di 10^{-2} ch^{-1} (ovvero circa 2 giorni) che, sempre da studi modellistici (*Webb e de Cuevas*, 2006), risulta essere l'intervallo di tempo entro il quale avvengono variazioni di trasporto della ACC in relazioni a variazioni dello stress del vento.

Anche in questo confronto, le componenti zonali sembrano essere in maggior accordo rispetto alle componenti meridionali i cui spettri hanno caratteristiche distinte.

Le analisi fatte sin ora sono state condotte su tutti i dati disponibili e anche se i confronti sono stati svolti senza scendere nel dettaglio ma analizzando i data set complessivamente, le indicazioni ottenute forniscono comunque elementi importanti di valutazione ed in particolare hanno consentito di evidenziare i limiti dell'utilizzo della relazione 5.15 per determinare la componente di Ekman.

Come ultima verifica si possono direttamente confrontare i campi di velocità mediati su aree di dimensioni stabilite. In questo modo è possibile attenuare il contributo dei moti a più alto contenuto energetico e bilanciare possibili errori ed inesattezze legate ai metodi di misura.

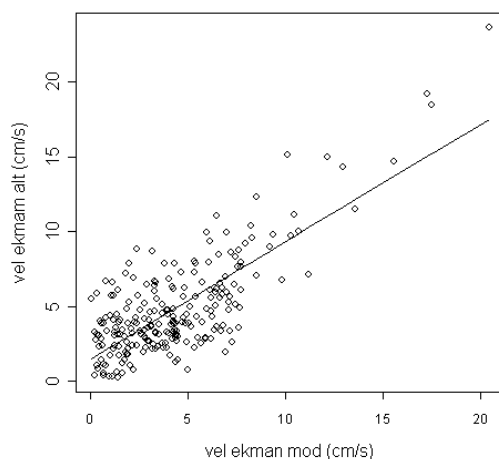


Figura 5-51 Retta di regressione determinata usando come variabile dipendente il modulo della componente di Ekman determinata sottraendo la componente geostrofica al campo totale.

Analogamente a quanto fatto per i valori della componente di Ekman derivata dalla relazione 5.15 (i cui risultati sono mostrati in figura 4), i valori della componente ageostrofica, ottenuta sottraendo il campo geostrofico, sono stati mediati in celle di ampiezza pari a 5° in longitudine e 2.5° in latitudine (la ragione della scelte delle dimensioni è stata già spiegata in precedenza in questo capito e nel capitolo

3) determinando un nuovo campo di velocità. Si è quindi proceduto a verificare l'esistenza di una relazione lineare tra i due campi. In figura 12 è riportata la retta di regressione calcolata usando il modulo del campo di velocità ottenuto dalla relazione 4.15 come variabile indipendente.

Il coefficiente $R^2=0.58$ e la relazione è statisticamente significativa (t-test con $p<0.05$). Il valore di R^2 è in accordo con quello determinato da *Rio ed Henrnadez* (2003) ($R^2=0.54$) e da *Ralph e Niiler* (1999) ($R^2=0.49$)

In conclusione l'utilizzo della relazione 4.15 per determinare la componente di Ekman, sebbene risolva una parte significativa della varianza della componente ageostrofica, lascia alcune incertezze riguardo l'effettiva capacità di rappresentarne i dettagli. D'altro canto il metodo è di indiscutibile utilità considerando la difficoltà generalmente incontrate per determinare il moto indotto dal vento. A tale scopo il metodo che prevede l'utilizzo accoppiato di dati derivati da satellite, che consentono una stima accurata e su ampie scale spaziali della componente geostrofica e dei dati ottenuti da boe alla deriva, è sicuramente quello che offre maggior garanzie di successo.

CAPITOLO 6

Flussi di calore indotti dalla componente turbolenta.

La circolazione generale nei bacini oceanici è organizzata in modo tale che le correnti lungo i margini occidentali dei continenti forniscono il veicolo attraverso il quale il calore è trasportato meridionalmente. L'Oceano Meridionale, come detto, non ha margini e il flusso quasi zonale della ACC rappresenta una vera e propria barriera al trasporto di calore verso il Polo Sud. In tali circostanze l'unico mezzo possibile che consenta di regolare il bilancio di calore alla alte latitudine (dove i flussi di calore avvengono secondo una direzione mare-atmosfera) è rappresentato dal trasporto turbolento (*Rintoul et al.*, 2001, *Olbers et al.*, 2004). Nel capitolo 1 (paragrafo 1.5) è stata descritta la circolazione meridionale attraverso l'ACC ed in particolare evidenziato il fenomeno di risalita delle isopiche fino in superficie; in oceano i processi di mescolamento avvengono “preferibilmente” lungo le isopiche (piuttosto che attraverso), per cui le acque più calde provenienti da nord, seguiranno il percorso determinato dalle isolinee, affiorando in superficie prima di raggiungere il continente antartico.

Risultati ottenuti dall'analisi di dati idrologici (ad esempio *Sloyan e Rintoul*, 2000, *Ganachaud e Wunsch*, 2000) hanno indicato nell'Oceano Indiano la porta d'ingresso del calore nell'Oceano Meridionale per poi essere trasportato nei settori Pacifico e Atlantico. Le sorgenti primarie di calore sono la Corrente del Brasile e la corrente delle Agulhas (*Sun e Watts*, 2002).

In generale misure di flussi di calore turbolenti (*eddy heat fluxes* – EHF da ora in poi nel testo) sono difficili da ottenere; i parametri necessari per la determinazione sono sia la temperatura che la velocità, dei quali sarebbe richiesto un campionamento continuo e fitto attraverso l'area di studio. I *drifters* forniscono entrambi queste misure, disponendo in generale di un sensore per la misura della temperatura superficiale (*Sea Surface Temperature* – SST), per di più campionando tutta l'ACC, laddove misure correntometriche garantiscono solo una misura sparsa della corrente, lasciando non pochi dubbi riguardo quanto siano realmente rappresentative degli EHF integrati meridionalmente.

Stime di EHF, calcolate dal data set a disposizione, saranno presentate non prima però di aver introdotto brevemente il problema ed evidenziato alcuni risultati ottenuti da precedenti studi.

6.1 Stime di EHF da studi precedenti

Gordon e Owens (1987), mediante un approccio indiretto, hanno stimato in 0.31 PW^3 (stima a cui si farà riferimento con S1 di seguito nel paragrafo) il flusso attraverso l'ACC affinché sia bilanciata la perdita di calore, che avviene nelle regioni a sud del Fronte Polare, dell'oceano a favore dell'atmosfera. In realtà vi sono altre stime di EHF che differiscono sensibilmente da S1.

Nella tabella sottostante sono riportati alcuni valori determinati seguendo differenti approcci.

Reference	Location	Local flux (kW m^2)	Integrated transport ($10^{15} \text{ W} = \text{PW}$)
Current meters			
Bryden (1979) ^a	Drake Passage (2700 m)	-6.7	-0.5
Sciremammano et al. (1980)	Drake Passage (1000–2500 m)	-17	
Nowlin et al. (1985)	Drake Passage (500–2700 m)	-3.7 ^b	
Johnson and Bryden (1989)	Drake Passage (580–3560 m)	-12	
Phillips and Rintoul (2000)	51°S, 143°E (400–3300 m)	-11.3 ^b , -40.6 ^c	
Hydrography			
deSzoek and Levine (1981)	ACC		-0.45
Macdonald and Wunsch (1996)	30°S		-0.9 ± 0.3
Sloyan and Rintoul (2000)	30–40°S		-0.36 ± 0.08
Ganachaud and Wunsch (2000)	20–30°S		-0.7 ± 0.3
Altimetry			
Keffer and Holloway (1988)	ACC (~53°S)		-0.70
Stammer (1998)	40°S		-0.3
	53°S		-0.05
Global energy balance			
Gordon and Owens (1987)	ACC		-0.31

Tabella 6.1 Alcune stime di EHF attraverso la ACC. Valori negativi indicano che il flusso è verso il polo (da *Gille, 2003*)

In tabella sono indicati anche i metodi attraverso i quali si è giunti alla stima e come si può notare in alcuni casi, il trasporto integrato di EHF ottenuto seguendo un approccio sperimentale, ha confermato S1 anche se in aree differenti. Confrontando le stime ottenute per la ACC, troviamo S1, una ottenuta da dati idrologici (*deSzoek e Levine, 1981*) e una terza da misure altimetriche (*Keffer e Holloway, 1988*). La stima da altimetro fornisce un valore quasi doppio rispetto alle altre due, le quali non differiscono di molto, ma vi è comunque un 30% circa

³ 1 Pera Watt - PW = 10^{15} W

del valore più alto dei due di differenza. In realtà è complesso dal punto di vista sperimentale avere una stima del flusso di calore cumulativo, ovvero che tenga conto della reale attività degli *eddies*, specialmente se si prende in considerazione l'ACC dove, come mostrato nel capitolo 4, le strutture turbolente sia transienti che stazionarie compiono un lavoro importante nel determinare gli scambi meridionali. Come spesso è accaduto per lo studio di altre caratteristiche salienti della ACC, misure di EHF sono state condotte nello Stretto di Drake. Alcuni risultati sono riportati in tabella come ad esempio la stima ottenuta di Bryden (1979). In questo caso i flussi di calore sono stati determinati direttamente applicando la relazione classica $C_p \overline{v'T'}$ in cui C_p è il calore specifico, v' e T' sono rispettivamente la componente fluttuante (*eddies*) rispetto alla media della componente meridionale della velocità e della temperatura e la barra sopra indica una media temporale. Le misure di temperatura e velocità sono state ottenute da catene correntometriche poste nello stretto, dalle quali è stato calcolato un valore locale di 0.67 Wm^{-2} diretto verso il polo. Posto che gli EHF agiscono uniformemente su una colonna d'acqua profonda 4000 m e su una sezione per parallelo (misurata alla latitudine di 60° S) 20000 Km, il valore che si ottiene per l'EHF totale è di 0.54 PW, un valore quindi che bilancia le perdite di calore al polo. In effetti però questo tipo di approccio è rischioso, in quanto variazioni di un ordine di grandezza si possono facilmente verificare. Inoltre è ragionevole pensare che vi sia una variabilità geografica rilevante dell'andamento degli EHF e che sicuramente misure puntuali non sono in grado di né di catturare, né tanto meno un processo di estrapolazione potrà tenerne conto. Misure altimetriche (Keffer e Holloway, 1988, Stammer, 1998) mettono in risalto come a zone ad alto contenuto di EKE, siano associate regioni ad alti valori di EHF. Tale risultato è ottenuto considerando gli EHF proporzionali al gradiente di temperatura, per cui non includono la possibilità di flussi diretti verso l'equatore e ovviamente non danno una misura dei processi che avvengono lungo la colonna d'acqua. Anche i *drifters* danno una misura superficiale di EHF, ma ne consentano una derivazione diretta; dall'analisi dati infatti è possibile derivare le quantità per risolvere l'equazione classica. Di fatto il valore di SST è misurato direttamente e la componente fluttuante della velocità, come è stato mostrato nei capitoli precedenti, è di immediata derivazione una volta risolto il campo medio. Strumenti lagrangiani possono essere utilizzati e monitorati anche quando operano a quote sub-superficiali. E' questo il caso degli ALACE

(*Autonomous Lagrangian Circulation Explorer*), strumenti che operano ad una quota costante o seguendo una particolare isopigna (quindi a densità costante). Gille (2003) analizzando il data set di dati ottenuti da ALACE nell'ambito del progetto WOCE, ha determinato per la prima volta gli EHF ad una quota di circa 900 m. I risultati indicano un flusso verso il polo che varia in un intervallo tra 5 e 10 KW; la stima è stata corretta dopo una prima valutazione che aveva evidenziato (per confronto con dati correntometrici) la tendenza degli ALACE a sottostimare i flussi turbolenti. Si è assunto poi una scala di diminuzione di tipo esponenziale dell'ordine dei 1000 m che determina un intervallo di valori, del EHF totale meridionale attraverso la ACC, tra 0.3 ± 0.1 e 0.6 ± 0.3 PW. Inoltre flussi turbolenti attraverso la ACC sono più grandi o dello stesso ordine dei flussi lungo la corrente per cui, sebbene il flusso zonale di ACC impedisca un trasporto di calore relativo al campo medio verso sud, flussi turbolenti isobarici non risultano inibiti dal pattern del campo di densità così come poteva essere ritenuto. Come già fatto notare in precedenza nel capitolo, i processi di mescolamento avvengono lungo le isopigne e laddove si ha un sollevamento verso la superficie delle isolinee, flussi isobarici diventano flussi attraverso le isopigne per cui è naturale ritenerli meno energetici.

6.2 Determinazione degli EHF dal data set WOCE

I *drifters* sono strumenti particolarmente adatti per la determinazione degli EHF. Come già accennato, essi consentono una valutazione diretta degli elementi necessari per risolvere l'equazione classica ed in particolare del termine $\overline{v'T'}$. Quest'ultimo è dato dalla relazione (Jayne e Marotzke, 2002):

$$\overline{v'T'} = \overline{vT} - \overline{vT} \quad (6.29)$$

La 6.1 è stata risolta usando tutti i valori di velocità ai quali è associato un valore di SST. I due termini a destra nella equazione sono stati calcolati relativamente alla celle in precedenza definite per il calcolo di EKE, MKE e degli EMF (dimensioni 5° in longitudine e 2.5 gradi in latitudine).

In realtà il campo di v' è stato già determinato, per cui resta soltanto di determinare la componente fluttuante del campo di temperatura. Per applicare la 6.1 non è necessario determinare direttamente T' ma sarà sufficiente valutare il

valore medio della temperatura. Nel successivo paragrafo saranno mostrati appunto i risultati relativi al calcolo di \bar{T} e successivamente verranno stimati e discussi gli EHF.

6.2.1 Determinazione della componente fluttuante del campo di temperatura

Il campo medio di temperatura è stato ottenuto mediando tutti i valori di SST appartenenti ad una data cella ed successivamente interpolato. Il risultato è rappresentato in figura 1 e come si può notare le principali strutture frontali della ACC sono ben evidenziate ed individuabili, con i valori che caratterizzano le transizioni in buon accordo con quanto riscontrato dalle sezioni verticali della temperatura attraverso la ACC (ad esempio *Rintoul et al.*, 2001)

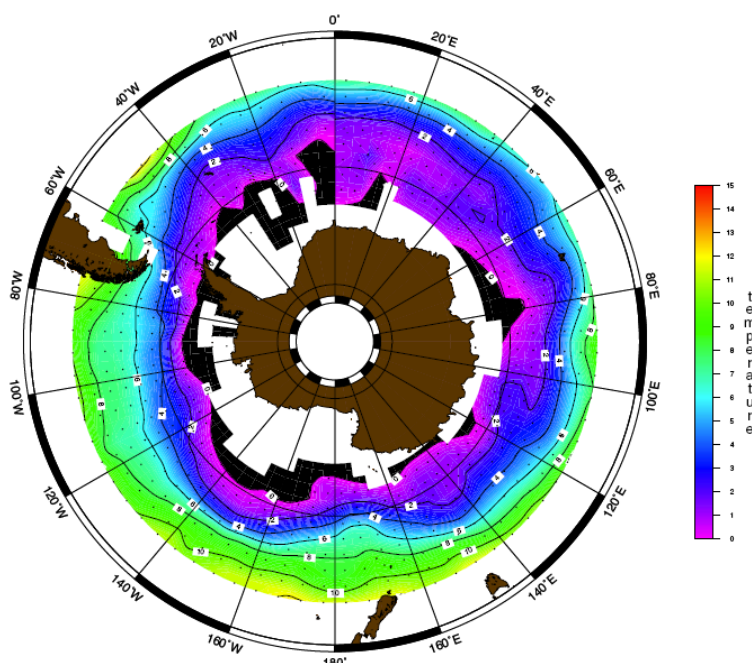


Figura 6.1 Campo medio di temperature derivato dai dati di SST raccolti dai drifters. Le zone nere in figure indicano assenza di osservazioni.

Considerando che la media dei valori è stata ottenuta in celle di dimensioni stabilite, ma è anche rappresentativa del periodo durante il quale i dati sono stati raccolti (ovvero 1995 – 2002 come indicato nel secondo capitolo), si è calcolato la distribuzione della rms (*root mean square*), anch'essa interpolata e rappresentata in figura 2.

La variabilità associata al campo di temperatura è abbastanza omogenea su tutta l'area di studio con delle eccezioni; aree di massimo della rms sono localizzate nel settore settentrionale dell'area di studio, in una fascia di longitudine compresa tra i 20° e i 60° W e in corrispondenza del meridiano di

longitudine 140° W. Nel primo caso, ci possono essere due motivi legati alla presenza di una massimo ovvero: come detto in precedenza nel capitolo, la corrente del Brasile trasporta calore dalla fascia sub-tropicale verso sud e la zona in esame è proprio quella dove l'ACC e la corrente del Brasile entrano in contatto. Quindi il mescolamento con le acque temperate di origine sub-tropicale può essere una prima causa dell'alta variabilità riscontrata nella zona.

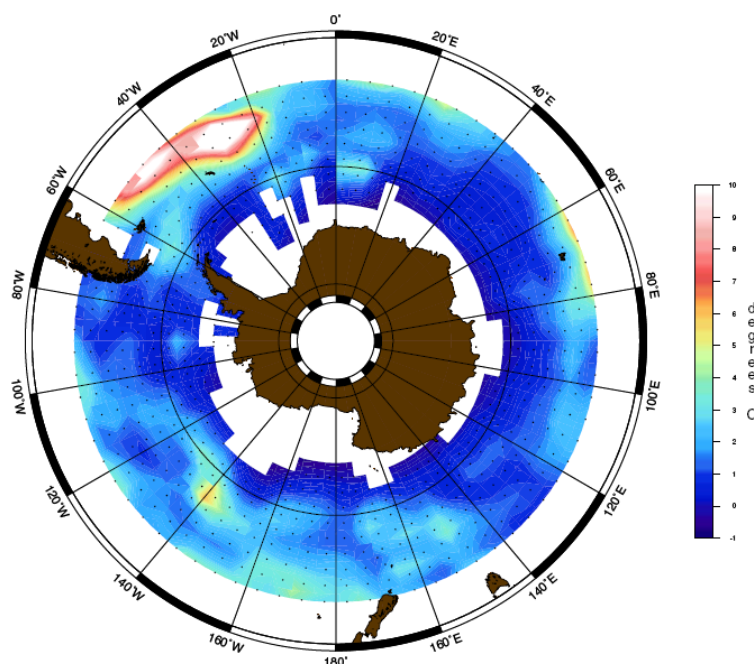


Figura 6.2 Distribuzione della rms relative al campo medio di temperature di figura 1

Una situazione simile si dovrebbe verificare a sud del continente africano dove l'ACC entra in contatto con la corrente delle Agulhas, ritenuta anch'essa veicolo del calore. Nel settore più settentrionale della nostra area di studio, nella fascia di longitudine compresa tra 30° e 40° E è appena percepibile un aumento del valore di rms, ma l'area di interesse in questo caso non è stata inclusa all'interno della zona di studio e nessun fenomeno di rilievo può essere evidenziato e discusso.

La seconda causa che può contribuire a determinare un massimo di rms nel settore a est dello stretto di Drake, è determinata dal fatto che la zona di interesse è anche caratterizzata da un massimo di EKE. Osservando la figura si può notare che il gradiente di temperatura è più intenso che in altre aree (le isoterme si succedono lungo una distanza minore). Quindi il verificarsi di un più marcato gradiente di temperatura associato ad altrettanto marcato valore di EKE, determina un innalzamento del livello di rumore o comunque di variabilità nel dato di temperatura. La stessa situazione si è verificata in corrispondenza della seconda area di massimo della rms. Ad una zona di massimo di EKE e di gradienti di

temperatura più intensi si associa una zona dove la variabilità del campo di temperatura superficiale è più alta.

Determinato il campo medio di temperatura, è stato possibile risolvere la relazione 6.1.

6.2.2 *Flussi di calore turbolenti: andamento in funzione dello spazio, media zonale e meridionale.*

Noto \bar{T} , è stato possibile risolvere l'equazione 6.1 e siccome il bilancio di massa è automaticamente chiuso per la componente fluttuante della velocità, il calcolo è indipendente dalla scala della temperatura; per cui quando si moltiplica $\overline{v'T'}$ per la densità e per il calore specifico relativo all'acqua di mare, si ottiene il valore del trasporto di calore. Se inoltre consideriamo un oceano in cui vale l'approssimazione di Boussinesq (ovvero i gradienti di densità sono trascurabili a meno che non siano presenti in termini dove sono moltiplicati per l'accelerazione di gravità g), il prodotto della densità e del calore specifico è una costante che può essere utilizzata semplicemente per passare dal trasporto di temperatura al trasporto di calore. Per il calcolo del trasporto di calore, sono stati ritenuti sia ρ (posta uguale a 1035 Kg m^{-3}) che C_p (posto pari a $4000 \text{ J Kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$) costanti e il valore degli EHF, calcolato per ogni punto del grigliato, è stato interpolato per fornire un pattern spaziale.

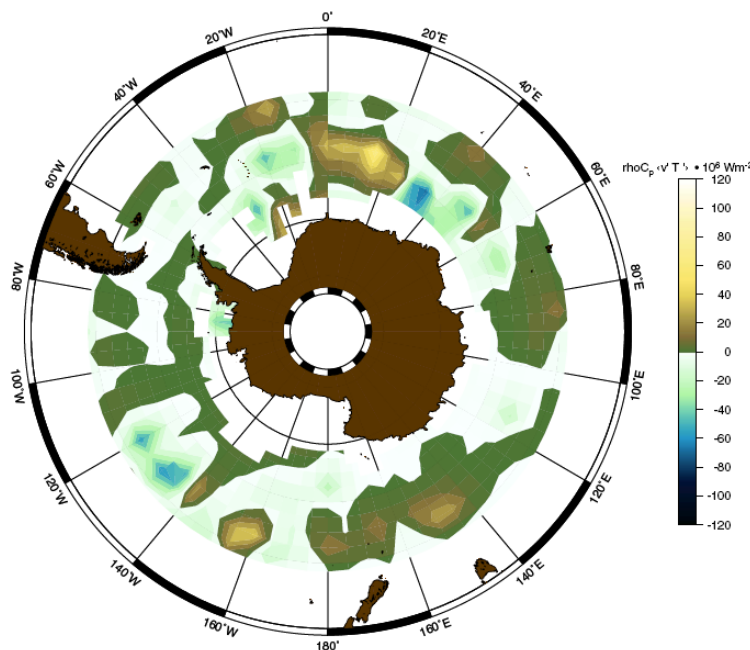


Figura 6.3 Pattern spaziale degli EHF.

In figura 3 è rappresentato la distribuzione nello spazio degli EHF. Come si può notare il pattern è abbastanza complesso. Non sembra esserci un andamento preferenziale ma bensì un alternarsi di aree di segno opposto, ovvero di direzione dei flussi. L'ordine di grandezza dei flussi è in accordo con studi precedenti (*Stammer, 1998, Jayne e Marotzke, 2002*) mentre, rispetto alle stime ottenute dai dati WOCE delle ALACE (*Gille, 2003*) il valore in superficie è un ordine di grandezza superiore rispetto a quello determinato alla quota di 900 m circa; anche stime ottenute da *mooring* in corrispondenza del SAF a sud dell'Australia (*Phillips e Rintoul, 2000*), quindi sempre in profondità, forniscono una stima inferiore di un'ordine di grandezza già a partire da 400 metri circa. È interessante inoltre osservare che al centro dello stretto di Drake c'è un cambio di segno degli EHF con conseguente convergenza. In realtà in valore assoluto l'entità degli EHF è abbastanza bassa e probabilmente l'incertezza nella stima di v' e \bar{T} potrebbe rimodulare la distribuzione degli EHF attraverso lo stretto.

Una stima complessiva degli EHF diretti verso sud, ottenuta sommando tutti i contributi negativi, fornisce un valore di circa $2.5 \times 10^6 \text{ Wm}^{-2}$ mentre un valore complessivo per i flussi diretto verso l'equatore è di $1.7 \times 10^6 \text{ W}^{-2}$. Per cui i flussi diretti verso sud sono sicuramente prevalenti ma in termini di ordini di grandezza sembrerebbe non esserci una differenza consistente. Se consideriamo che la lunghezza dell'arco di parallelo di ampiezza pari a 5° , alla latitudine di 60° S , è circa 300 Km e consideriamo uno strato di acqua profondo 1000 m, si trova un valore di trasporto di calore verso il polo pari a 0.75 PW, valore superiore rispetto ad S1 ma molto prossimo a quanto determinato sempre per l'ACC da dati altimetrici (vedere tabella). E' chiaro che una stima così delicata richiederebbe maggior rigore nella determinazione; in realtà le grandezze utilizzate e la base di calcolo sono le stesse sulle quali si sono basate precedenti stime ottenute da misure *in situ*.

Per avere una visione di sintesi degli EHF meridionali, si è proceduto a determinarne un profilo per meridiano. In figura 4 è riportato il risultato ottenuto. Come si può osservare il valore mediato zonalmente degli EHF è debolmente negativo fino a circa 60° S da dove comincia a crescere fino ad un massimo di circa -25 KW. Alle stime più meridionali, come si può ancora notare, è associata una forte variabilità, molto probabilmente legata alle scarse osservazioni che di cui si dispone a queste latitudini.

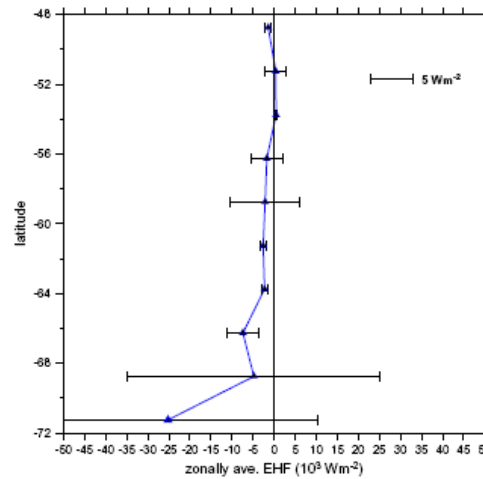


Figura 6.4 Andamento del EHF mediato zonalmente

Se si scarta il valore più meridionale, si ottengono valori degli EHT compresi tra 0 e 10 KW m^{-2} . Considerando l'ordine di grandezza dei fattori moltiplicativi da utilizzare per una stima complessiva di trasporto, l'intervallo di valori determinato è da ritenere realistico, essendo inoltre in accordo con stime ottenute da lavori precedenti.

La stima dei flussi di calore, è sicuramente tra gli argomenti di maggior rilievo e uno studio più accurato e di dettaglio è sicuramente necessario. D'altro canto, anche utilizzando un approccio molto diretto, si è giunti a stime che hanno conferme in bibliografia e senso fisico. In futuro ovviamente tale aspetto sarà maggiormente sviscerato, possibilmente affiancando ed integrando le stime superficiali con dati altimetrici e dati idrologici.

Conclusioni

La dinamica della Corrente Circumpolare Antartica è stata oggetto nel corso degli anni di numerosi studi e sebbene si sia giunti ad una comprensione generale delle forze che intervengono a guidare il flusso attraverso i bacini oceanici, esistono ancora questioni aperte, che richiedono ulteriori sforzi sia sperimentali che di modellistica, per cercare di ottenere informazioni esaurienti. In effetti le serie temporali dei principali parametri fisici sono state completate o comunque interessano un periodo di osservazione significativamente lungo, solo di recente. I data set disponibili hanno quindi permesso, ad esempio, l'individuazione di fenomeni con ciclicità pluri-annuale, che a loro volta sottolineano la necessità di relazionare i processi che regolano la dinamica della ACC su scale temporali lunghe (superiori alla annuale), con i processi che avvengono nella fascia tropicale e sub-tropicale (*Yuan e Martinson, 2001*). In realtà, questo è un aspetto che va probabilmente già oltre le immediate esigenze ma che dovrà aiutare a definire gli obiettivi dei prossimi studi riguardanti l'Oceano Meridionale (a partire sicuramente dall'imminente Anno Polare).

Essendo illimitata zonalmente, alla ACC non è possibile applicare la teoria di Sverdrup, usata per descrivere la circolazione nei bacini oceanici. Sebbene ci sia stato e ci sia chi sostenga il contrario (ad esempio *Warren et al., 1996*) e teorie alternative siano note da tempo (*Munk e Palmén, 1951*), il problema del bilancio dinamico della ACC rimane in parte aperto, laddove i modelli numerici non sono ancora sufficientemente precisi nel riprodurre aspetti peculiari della corrente, come ad esempio stimare correttamente il valore del trasporto di massa (*Olbers et al., 2004*).

Se si volessero fornire in sintesi le forze che entrano in gioco nel bilancio della ACC, bisognerebbe prendere in considerazione almeno 5 elementi principali ovvero: il vento, forzamento topografico, l'azione di *eddies* stazionari e transienti, processi di mescolamento turbolento e flussi superficiali di momento e galleggiamento.

Alcuni di questi aspetti sono stati affrontati e discussi nello studio svolto e sulla base dei risultati ottenuti, discussi nei precedenti capitoli. Il data set utilizzato, ottenuto di boe superficiali rilasciate nell'ambito del progetto World Ocean Circulation Experiment – WOCE), ha offerto la possibilità di affrontare alcuni

problemi basilari della dinamica della ACC. Dal punto di vista metodologico si è cercato di affrontare aspetti classici dell'analisi di dati lagrangiani, con tecniche più innovative e che garantissero la possibilità di ottenere una descrizione più accurata del fenomeno in esame. E' stato questo il caso ad esempio della determinazione della componente media del campo di velocità. L'applicazione del metodo proposto da *Bauer et al.*, (1998) ha consentito di ottenere una descrizione del campo medio molto più dettagliata, consentendo di risolvere lo *shear* meridionale della ACC. Come diretta conseguenza è stato possibile determinare il valore del trasporto superficiale dato dal prodotto dell'ampiezza della ACC e del profilo meridionale del campo di corrente. Il trasporto medio stimato è di $14.6 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ che può essere considerato un punto di partenza per la determinazione del trasporto totale. Per raggiungere questo obiettivo sono necessarie però conoscenze riguardo lo spessore (e la sua variabilità lungo il percorso della ACC) dello strato interessato dal flusso zonale, ovvero risultano quindi necessarie informazioni riguardo la struttura verticale delle ACC.

La risoluzione del campo medio ha permesso la determinazione della componente turbolenta e quindi di poter affrontare altri aspetti della dinamica della ACC di rilevante importanza. La distribuzione di EKE mostra ad esempio una chiara relazione con la topografia, trovandosi le aree di massima energia cinetica in corrispondenza proprio dei principali rilievi del fondo. Sebbene generalmente EKE sia maggiore rispetto a MKE, vi è una stretta fascia (ampia circa 2° in latitudine) centrato grosso modo sul parallelo di latitudine 60° S , dove l'energia cinetica associata al campo medio è confrontabile con l'EKE. Studi passati (ad esempio *Morrow et al.*, 1994) hanno dimostrato (sia sulla base di dati sperimentali che di risultati di modelli numerici) che in generale la componente *eddy*, interagendo con il flusso medio, cede energia a quest'ultimo con conseguente intensificazione. Risultati ottenuti da dati altimetrici (*Hughes e Ash*, 2001) hanno successivamente messo in discussione tale aspetto, dimostrando un comportamento opposto legato soprattutto al contributo degli *eddies* transienti (TEMF). Dalle stime eseguite dei flussi turbolenti di momento, è stato ottenuto un pattern complesso in cui il contributo non è univoco, ovvero gli *eddies* non cedono energia al flusso medio in senso assoluto ma il processo sembra essere legato a fattori locali, come ad esempio la batimetria. In tal senso è necessario quindi acquisire maggiori informazioni, usando magari congiuntamente dati da satellite e da *drifters* per

ottenere un data set più completo in senso sia di copertura spaziale che temporale. Se infatti il settore più settentrionale dell'area investigata ha una sufficiente densità di osservazioni, i settori più meridionali risultano ancora troppo poco monitorati per fornire delle indicazioni più attendibili circa i fenomeni che avvengono. Per cui è da auspicare nei prossimi anni, un maggior sforzo nel monitoraggio delle aree sub-polari.

La possibilità di creare lunghe serie temporali, è sicuramente un aspetto fondamentale nel monitoraggio di strutture dinamiche complesse, ma la possibilità di creare serie temporali lunghe di parametri tra loro correlati, è ancora più rilevante. In questo caso, aver potuto relazionare misure di corrente con dati di vento (anch'essi disponibili per ogni posizione delle boe e dei valori di velocità corrente), ha consentito di analizzare ancor più nel dettaglio il contributo del singolo forzante vento, la cui azione lungo tutto il percorso della ACC determina processi che interessano non solo lo strato superficiale, ma anche gli strati più profondi. Il bilancio zonale di momento impartito dall'azione dello stress del vento sulla superficie dell'Oceano Meridionale, è stato materia di discussione in quanto tesi differenti sono state proposte al fine di individuare un possibile meccanismo che giustificasse le condizioni di bilancio. Una possibile soluzione (Gill, 1968), anche se smentita da evidenze sperimentali, indicava proprio nei flussi turbolenti di momento l'elemento capace di regolare il bilancio zonale. Stimato in $100 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ il valore dei flussi di momento, sia da stime ottenute da dati altimetrici che da *drifters* (Piola et al., 1987), sono stati calcolati valori dei TEMF fino ad un ordine di grandezza inferiori. Le stime che sono state ottenute in questo lavoro, confermano quanto già ottenuto. Se si considera una media zonale dei TEMF, si riscontrano valori non superiori ai $30 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ (massimo localizzato a latitudini corrispondenti al margine meridionale della ACC).

Alla componente del moto indotta dal vento si è dedicata particolare attenzione anche perché, considerando i dati a disposizione (ovvero le componenti del vento interpolate nelle posizioni delle boe), è stato possibile valutarne il campo di velocità ad essa associata. A tale scopo è stato applicato il metodo proposto da Ralph e Niiler (1999) e successivamente applicato da Rio e Hernandez (2003) al data set completo di boe superficiali rilasciate nell'ambito del progetto WOCE fino all'anno 1999. Si è inoltre ritenuto di validare i risultati ottenuti dal modello mediante una stima della componente geostrofica del campo di velocità, calcolo

svolto Marie Helene Rio del CLS, utilizzando dati rilevati da altimetro. Sebbene la determinazione della corrente di Ekman, ottenuta applicando il modello, lasci irrisolta una porzione significativa di varianza, il metodo è senz'altro efficace nel caratterizzare la componente del moto indotta dal vento e consente di stimare ovviamente trasporto e profondità dello strato di Ekman. Nel primo caso il valore mediato zonalmente, pari a 6.2 Sv rappresenta una stima ancora bassa del valore noto in letteratura per lo stesso intervallo di latitudine (11 Sv, *Warren et al.*, 1996). Per quanto riguarda invece le profondità dello strato di Ekman i risultati ottenuti sono in accordo con quanto ottenuto in precedenti studi (*Rio e Hernandez*, 2003).

Ai flussi turbolenti è legato un altro aspetto di tutto rilievo, ovvero il trasporto meridionale di calore. Nei bacini oceanici, questo compito è svolto dalle correnti che scorrono lungo i margini occidentali dei continenti. La corrente del Brasile e delle Agulhas, sono i principali veicoli di calore fino quando non incontrano il flusso zonale della ACC, che agisce da barriera al trasporto di calore verso sud. Quindi l'unico meccanismo possibile che consenta di bilanciare la perdita di calore dell'oceano a favore dell'atmosfera, che ha luogo nelle regioni sub-polari, è il trasporto turbolento (EHF). Nel corso degli anni sono stati condotti differenti tentativi, seguendo diversi approcci, al fine di stimare la perdita di calore al polo. Sulla base di un approccio indiretto, *Gordon e Owens* (1987) hanno valutato in 0.31 PW il flusso attraverso l'ACC affinché sia bilanciata la quantità di calore ceduta dall'oceano all'atmosfera nelle . Stime ottenute da misure *in situ* in generale sono più alte e anche in questo caso avendo risolto la formula classica per la di degli EHF, si è ottenuto un valore di 0.75 PW, stima in buon accordo con quanto ad esempio ottenuto da dati altimetrici (*Keffer e Holloway*, 1988)

L'analisi del data set WOCE di boe superficiali, oltre a dare indicazioni di rilievo riguardo a dinamica della ACC, ha fornito utili informazioni che potranno essere utilizzate sia come base di partenza per studi che interessino l'intera struttura della ACC, ma che possono essere impiegate come realtà sperimentale per la validazione di simulazioni numeriche. In un immediato futuro sarà necessario effettuare analisi di maggior dettaglio, specialmente per quanto riguarda i flussi e ed i processi legati alla componente turbolenta del campo di moto. I *drifters* hanno comunque dimostrato una notevole efficacia come strumenti per la

caratterizzazione e la misura di tali processi e più in generale del trasporto. In termini di copertura temporale e densità dei dati, il data set utilizzato, tra i disponibili per l'Oceano Meridionale ed in particolare per l'ACC, figura sicuramente nel gruppo dei più completi e per il futuro è auspicabile che nuovi lanci abbiano luogo per rinforzare la robustezza statistica dei dati e monitorare aree fino ad ora sotto campionate.

Bibliografia

- Aoki, S., N.L. Bindoff, e J.A. Church, 2005: Interdecadal water mass changes in the Southern Ocean between 30° E e 160° E, *Geophysical Research Letters*, **32**, L07607
- Baker Jr, D.J. 1982: A note on Sverdrup balance in the Southern Ocean. *Journal of Marine Research*, **40** (Suppl.), 21–30.
- Bauer S., Swenson M.S., Griffa A., Mariano A. J. e Owens K., 1998: Eddy-Mean flow decomposition and eddy-diffusivity estimates in the Tropical Pacific Ocean – 1. Methodology, *Journal of Geophysical Research*, **103**, NO. C13, 30855-30871.
- Belkin I.M., e A.L.Gordon, 1996: Southern Ocean fronts from the Greenwich meridian to Tasmania, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 3675-3696.
- Bindoff, N. L., e T. J. McDougall, 1994: Diagnosing climate change and ocean ventilation using hydrographic data, *Journal of Physical Oceanography*, **24**, 1137–1152.
- Bindoff, N. L., e T. J. McDougall, 2000: Decadal changes along an Indian Ocean section at 328S and their interpretation, *Journal of Physical Oceanography*, **30**, 1207–1222.
- Bergamasco, A., V. Defendi, E. Zambianchi, e G. Spezie, 2002: Evidence of dense water overflow on the Ross Sea shelf break, *Antarctic Science*, **14(3)**, 271-277.
- Best, S.E., V.O.Ivchenko, K.J. Richards, R.D .Smith, e R.C Malone, 1999: Eddies in numerical models of the Antarctic Circumpolar Current and their influence on the mean flow, *Journal of Physical Oceanography*, **29**, 328–350.
- Broecker, W.S. 1991: The great ocean conveyor, *Oceanography*, **4**, 79–89.
- Brugge B., 1995: Near-Surface Mean Circulation and Kinetic Energy in the Central North Atlantic from Drifter Data, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 20543-20554.
- Bryden, H. L., 1979: Poleward heat flux and conversion of available potential energy in Drake Passage, *Journal of Marine Research*, **37**, 1–22.
- Budillon, G., G.Fusco, e G.Spezie, 2000: A study of surface heat fluxes in the Ross Sea (Antartica), *Antarctic Science*, **12(2)**, 243-254.
- Chereskin, T. K., e D. Roemmich, 1991: A comparison of measured and wind derived Ekman transport at 11°N in the Atlantic Ocean, *Journal of Physical Oceanography*, **21**, 869– 878.
- Csanady, G.T., 1984: Circulation in the coastal ocean, *D. Reidel Publishing Company*, pp. 292
- Cunningham, S., S. Alderson, B.A. King, e M.A. Brandon, 2003: Transport and variability of the Antarctic Circumpolar Current in Drake Passage, *Journal of Geophysical Research*, **108**, doi: 10.1029/2001JC001147.
- Davis, R.E., 1991: Observing the general circulation with floats, *Deep Sea Research*, **38**, S531–S571.

- Davis, R. E., 1998: Preliminary results from directly measuring mid-depth circulation in the tropical and South Pacific, *Journal of Geophysical Research*, **103**, 24 619–24 639.
- Deacon, G.E.R, 1982: Physical and biological zonation in the Southern Ocean, *Deep Sea Research*, **29**, 1-15.
- Deszoeke, R.A., e M.D Levine, 1981. The advective flux of heat by mean geostrophic motions in the Southern Ocean, *Deep-Sea Research*, **28**, 1057–1085.
- Döös, K., e D.J. Webb, 1994: The Deacon cell and other meridional cells of the Southern Ocean, *Journal of Physical Oceanography*, **24**, 429–442.
- Falco P., A. Griffa, P.M Poulain, e E. Zambianchi, 2000 : Transport properties in the Adriatic Sea from drifters data, *Journal of Physical Oceanography*, **30**, 2055-2071.
- Foldvik, A., T. Gammelsrød, S. Østerhus, E. Fahrbach, G. Rohardt, M. Schröder, K. W. Nicholls, L. Padman, e R. A. Woodgate, 2004: Ice shelf water overflow and bottom water formation in the southern Weddell Sea, *Journal of Geophysical Research*, **109**, C02015, doi:10.1029/2003JC002008.
- FRAM GROUP, 1991: An eddy-resolving model of the Southern Ocean, *EOS*, **72** (15), 169–175.
- Fox, A.D., K. Haines, B.A. De Cuevas, e D.J. Webb, 2000. Altimeter assimilation in the OCCAM global model - Part I: A twin experiment, *Journal of Marine Systems*, **26**, 303–322.
- Ganachaud, A., and C. Wunsch, 2000: Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data, *Nature*, **408**, 453–457.
- Garraffo, Z.D., A.J Mariano, A. Griffa, C. Veneziani, e E.P. Chassignet, 2001: Lagrangian data in a high resolution numerical simulation of the North Atlantic: I. Comparison with in-situ drifter data. *Journal of Marine System*, **29**, 157–176.
- Garret, J.F., 1980: The availability of the FGGE drifting buoy system data set, *Deep Sea Research*, **27A**, 1083-1986.
- Gent, P.R., W.G Large, e F.O. Bryan, 2001: What sets the mean transport through Drake Passage? *Journal of Geophysical Research*, **106**, 2693–2712.
- Gill, A.E., 1968: A linear model of the Antarctic Circumpolar Current, *Journal of Fluid Mechanics*, **32**, 465–488.
- Gille, S.T., 1994: Mean sea surface height of the Antarctic Circumpolar Current from Geosat data: Method and application, *Journal of Geophysical Research*, **99**, 18 255–18 274.
- Gille, S., 1997: The Southern Ocean momentum balance: Evidence or topographic effects from numerical model output and altimeter data, *Journal of Physical Oceanography*, **27**, 2219–2231.
- Gille, S. 2002: Warming of the Southern Ocean since the 1950s, *Science*, **295**, 1275– 1277.
- Gille, S.T. 2003: Float observations of the Southern Ocean. Part II: Eddy fluxes. *Journal of Physical Oceanography*, **33**, 1182–1196.

- Gordon, A.L., 1986: Interocean exchange of thermocline water. *Journal of Geophysical Research*, **91**, 5037–5046.
- Gordon, A. L., and W. B. Owens, 1987: Polar oceans. *Review of Geophysics*, **25**, 227–233.
- Gordon, A.L., E. Zambianchi, A.Orsi, M.Visbeck, C.F. Giulivi, T. Whitworth III, e G. Spezie, 2004: Energetic plumes over the western Ross Sea continental slope, *Geophysical Research Letters*, **31**, L21302, doi:10.1029/2004GL020785.
- Gnanadesikan, A., e R.W. Hallberg, 2000: On the relationship of the Circumpolar Current to Southern Hemisphere winds in coarse resolution ocean models, *Journal of Physical Oceanography*, **30**, 2013–2034.
- Hansen, D., e P.-M. Poulain, 1996: Quality control and interpolations of WOCE–TOGA drifter data, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **13**, 900–909.
- Hellerman, S., e M. Rosenstein, 1983: Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates, *Journal of Physical Oceanography*, **13**, 1093–1104.
- Hofmann ,E.E.,1985: The large scale horizontal structure of the Antarctic Circumpolar Current from FGGE drifters, *Journal of Geophysical Research*, **90**,7087-7097.
- Holland, D.M., Jacobs, S.S., e A. Jenkins, 2003: Modelling the ocean circulation beneath the Ross Ice Shelf, *Antarctic Science*, **15 (1)**, 13–23.
- Hughes, C.W., e E.R. Ash, 2001: Eddy forcing of the mean flow in the Southern Ocean. *Journal of Geophysical Research*, **106**, 2713–2722.
- Hughes, C. W., P. L. Woodworth, M. P. Meredith, V. Stepanov, T. Whitworth III, e A. Pyne, 2003: Coherence of Antarctic sea levels, Southern Hemisphere Annular Mode, and flow through Drake Passage, *Geophysical Research. Letter*, **30(9)**, 1464, doi:10.1029/2003GL017240.
- Inoue H., 1986: A least-squares smoothing fitting for irregularly spaced data: Finite-element approach using the cubic β -spline basis, *Geophysics*, **51**, No. 11, 2051-2066.
- Ivchenko V.O., A.M. Treguier, e S.E.Best, 1997: A kinetic energy budget and internal instabilities in the Fine Resolution Antarctic Model, *Journal of Physical Oceanography*, **27**, 5-22.
- Jackett D.R, e T.J. MacDougall, 1997: A Neutral Density Variable for the World's Oceans, *Journal of Physical Oceanography*, **27**, 237-263.
- Jacobs, S.S., 1991: On the nature and significance of the Antarctic Slope Front, *Marine Chemistry*, **35**, 9 –24.
- Jacobs, S.S., C.F. Giulivi, e P.A. Mele, 2002: Freshening of the Ross Sea during the late 20th century, *Science*, **297**, 386–389.
- Jakobsen, P.K., M.H. Ribergaard, D.Quadfasel, T.Schmith, e C.W. Hughes, 2003: Near-surface circulation in the northern North Atlantic as inferred from Lagrangian drifters: Variability from the mesoscale to interannual, *Journal of Geophysical Research*, **108**, 3251, doi:10.1029/2002JC001554.

- Jayne, S.R. e J. Marotzke, 2002: The Oceanic Eddy Heat Transport, *Woods Hole Oceanographic Institution Contribution Number 10549*, 1-18.
- Johnson, G.C., e H.L. Bryden, 1989: On the size of the Antarctic Circumpolar Current, *Deep-Sea Research*, **36**, 39–53.
- Johnson, G. C., e A. H. Orsi, 1997: Southwest Pacific Ocean water mass changes between 1968/69 and 1990/91. *Journal of Climate*, **10**, 306–316.
- Keffer, T., e G. Holloway, 1988: Estimating Southern Ocean eddy flux of heat and salt from satellite altimetry, *Nature*, **332**, 624– 626.
- Kessler, W., 1990: Observations of long Rossby waves in the northern tropical Pacific, *Journal of Geophysical Research*, **95**, 5183–5217.
- Lumpkin, R., e M. Pazos, 2006: Measuring surface current with Surface Velocity Program drifters: the instrument, its data and some recent results, in: *Lagrangian Analysis and Prediction of Coastal and Ocean Dynamics (LAPCOD)*, editori A. Griffa, A. D. Kirwan, A. J. Mariano, T. Ozgokmen, and T. Rossby
- Levitus, S. E., 1982: Climatological Atlas of the World Ocean, *NOAA Prof. Paper 13*, 173 pp.
- Levitus, S., J.I. Antonov, T.B. Boyer, C. Stephens, 2000: Warming of the World Ocean, *Science*, **287**, 2225–2229.
- Mariano, A.J., e Brown O.B., 1992: Efficient objective analysis of heterogeneous and non-stationary fields via parameter matrix, *Deep Sea Research II*, **39**, 1255-1271.
- Marshall, J., D. Olbers, H. Ross, e D. Wolf-Gladrow, 1993: Potential vorticity constraints on the dynamics and hydrography of the Southern Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **23**, 465–487.
- Marshall, J., e T. Radko, 2003: Residual-mean solutions for the Antarctic Circumpolar Current and its associated overturning circulation, *Journal of Physical Oceanography*, **33**, 2341–2354.
- Marshall, J., E. Shuckburgh, H. Jones, e C. Hill, 2006: Estimates and implications of surface eddy diffusivity in the Southern Ocean derived from tracer transport, *Journal of Physical Oceanography*, **36**, 1806-1821.
- McCartney, M. S., 1977: Subantarctic mode water. *A Voyage of Discovery: George Deacon 70th Anniversary Volume* (supplement to *Deep-Sea Research*), M. V. Angel, Ed., Pergamon Press, 103–119.
- Molinelli, E., 1981: The Antarctic influence on Antarctic Intermediate Water, *Journal of Marine Research*, **39**, 267 293.
- Morrow, R., J. Church, R. Coleman, D. Chelton, e N. White, 1992: Eddy momentum flux and its contribution to the Southern Ocean momentum balance, *Nature*, **357**, 482-484.

- Morrow, R., R. Coleman, J. Church, e D. Chelton, 1994: Surface eddy momentum flux and velocity variances in the southern ocean from GEOSAT altimetry, *Journal of Physical Oceanography*, **24**, 2050–2071.
- Munk, W.H., e Palmen, E., 1951: Note on dynamics of the Antarctic Circumpolar Current, *Tellus*, **3**, 53–55.
- Niiler, P.P., R. E. Davis, and H. J. White, 1987: Water-following characteristics of a mixed layer drifter, *Deep Sea Research I*, **34**, 1867–1881.
- Niiler, P.P., A. S. Sybrandy, K. Bi, P.-M. Poulain, e D. Bitterman, 1995: Measurements of the water-following capability of holey-sock and TRISTAR drifters, *Deep Sea Research I*, **42**, 1951–1964.
- Niiler, P.P., N.A. Maximenco, G.G. Panteleev, T. Yamagata e D.B. Olson, 2003: Near-Surface Dynamical Structure of the Kuroshio Extension, *Journal of Geophysical Research*, **108**, 3193, doi:10.1029/2002JC001461.
- Núñez-Riboni, I., O. Boebela, M. Ollitraultb, Y. Youc, P.L. Richardsond, e R. Davis, 2005: Lagrangian circulation of Antarctic Intermediate Water in the subtropical South Atlantic, *Deep Sea Research II*, **52**, 545–564.
- Olbers, D., e C. Eden, 2003: A simplified general circulation model for a baroclinic ocean with topography. Part I, Theory, waves and wind-driven circulations, *Journal of Physical Oceanography*, **33**, 2719–2737.
- Olbers D., Borowsky D., Völker, e J.O. Wölff, 2004: The dynamical balance, transport and circulation of the Antarctic Circumpolar Current, *Antarctic Science*, **16(4)**, 439-470.
- Olbers D., e M. Visbeck, 2005: A model of the zonally averaged stratification and overturning in the Southern Ocean, *Journal of Physical Oceanography*, **35**, 1190–1205.
- Open University Course Team, 1989: Ocean Circulation, Pergamon Press.
- Orsi, A.H., Whitworth II, T.W., e W.D Nowlin Jr, 1995: On the meridional extent and fronts of the Antarctic Circumpolar Current, *Deep-Sea Research*, **42**, 641–673.
- Orsi, A.H., Johnson, G.C. e Bullister, J.L., 1999: Circulation, mixing, and production of Antarctic Bottom Water, *Progress in Oceanography*, **43**, 55–109.
- Orsi, A.H., Smethie Jr, W.M. & Bullister, J.L., 2002: On the total input of Antarctic waters to the deep ocean: a preliminary estimate from chlorofluorocarbon measurements. *Journal of Geophysical Research*, **107**, doi:10.1029/2001JC000976.
- Patterson, S.L., 1985: Surface circulation and kinetic energy distributions in the southern hemisphere oceans from FGGE drifting buoys, *Journal of Physical Oceanography*, **15**, 865-884.
- Patterson, S.L., e T. Whitworth III, 1990: Physical oceanography of the Pacific Sector of the Southern Ocean, In: *Antarctic sector of the Pacific*, G.P. Galsby editore, Elsevier Oceanography Series, 51, 55-93.

Pazan, S.E., e P.P. Niiler, 2001: Recovery of Near-Surface Velocity from Undrogued Drifters, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **18**, 476-489.

Pedlosky, J., 1987. Geophysical Fluid Dynamics, Springer-Verlag, NY, 710 pp.

Phillips, H.E. e S.R. Rintoul, 2000. Eddy variability and energetics from direct current measurements in the Antarctic Circumpolar Current south of Australia, *Journal of Physical Oceanography*, **30**, 3050–3076.

Piola A.R., A. Figueroa, e A.A. Bianchi, 1987: Some aspects of the surface circulation south of 20° S revealed by First GARP Global Experiment drifters, *Journal of Geophysical Research*, **92**, 5101-5114.

Poulain, P.-M., Warn-Varnas, A., e Niiler, P.P., 1996: Near-surface circulation of the Iceland–Norwegian seas as measured by Lagrangian drifters, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 18237–18258.

Poulain, P.M., 2001: Adriatic Sea Surface Circulation as derived from Drifter Data between 1990 and 1999, *Journal of Marine System*, **29**, pp.3-32.

Preisendorfer, R. W., 1988: Principal Component Analysis in Meteorology and Oceanography, 245 pp., Elsevier, New York.

Radko, T., J. Marshall, 2006: The Antarctic Circumpolar Current in three dimensions, *Journal of Physical Oceanography*, **36**, 651-669.

Ralph, E. A., e P. P. Niiler, 1999: Wind-driven currents in the tropical Pacific, *Journal of Physical Oceanography*, **29**, 2121–2129.

Reverdin, G., P. P. Niiler, e H. Valdimarsson, 2003, North Atlantic Ocean surface currents, *Journal of Geophysical Research*, 108, 3002, doi:10.1029/ 2001JC001020.

Richardson, P.L., 1983: Eddy kinetic energy in the North Atlantic from surface drifters, *Journal of Geophysical Research*, **88**, 4355-4367.

Richardson, P.L., 2005: Caribbean Current and eddies as observed by surface drifters, *Deep-Sea Research II*, **52**, 429–463.

Rintoul, S.R., Hughes, C., e D. Olbers, 2001: The Antarctic Circumpolar Current system. In Siedler, G. Church J. & Gould, J., eds. *Ocean circulation and climate*. New York: Academic Press, 271–302.

Rintoul, S.R., e Sokolov, S. 2001. Baroclinic transport variability of the Antarctic Circumpolar Current south of Australia (WOCE repeat section SR3). *Journal of Geophysical Research*, **106**, 2815–2832.

Rintoul, S., e M.H. England, 2002: Ekman Transport Dominates Local Air–Sea Fluxes in Driving Variability of Subantarctic Mode Water, *Journal of Physical Oceanography*, **32**, 1308-1321.

- Rio, M.H., e F. Hernandez, 2003: High-frequency response of wind-driven currents measured by drifting buoys and altimetry over the world ocean, *Journal Of Geophysical Research*, **108**, No. C8, 3283, Doi:10.1029/2002jc001655.
- Robertson, R., M. Visbeck, A.L. Gordon, e E. Fahrbach, (2002): Long-term temperature in the deep waters of the Weddel Sea, *Deep-Sea Research II* , **49**, 4791–4806.
- Rossby, T., C.N. Flagg, e K Donohue, 2005: Interannual variations in upper-ocean transport by the Gulf Stream and adjacent waters between New Jersey and Bermuda, *Journal of Marine Research*, **63**, 203–226.
- Schmitz Jr, W.J., 1995: On the inter-basin-scale thermohaline circulation, *Review of Geophysics*, **33**, 151–173.
- Sloyan, B. M., e S. R. Rintoul, 2001: Circulation, renewal, and modification of Antarctic mode and intermediate water. *Journal of Physical Oceanography*, **31**, 1005–1030.
- Smethie Jr W.M., e S.S. Jacobs, 2005: Circulation and melting under the Ross Ice Shelf: estimates from evolving CFC, salinity and temperature fields in the Ross Sea, *Deep-Sea Research I*, **52**, 959–978.
- Speer, K., S. Rintoul, e B. Sloyan, 2000: The diabatic Deacon cell, *Journal of Physical Oceanography*, **30**, 3212–3222.
- Stammer, D., 1998: On eddy characteristics, eddy transports, and mean flow properties. *Journal of Physical Oceanography*, **28**, 727–739.
- Stommel, H. 1957: A survey of ocean current theory. *Deep-Sea Research*, **4**, 149–184.
- Sun, C., e D. R. Watts, 2002: Heat flux carried by the Antarctic Circumpolar Current mean flow, *Journal of Geophysical Research*, **107**, 3119, doi:10.1029/2001JC001187.
- Tai C.K., 1989: Estimating the surface transport of the meandering oceanic Jet Stream from satellite altimetry: Surface transport estimates for the Gulf Stream and Kuroshio Extension, *Journal of Physical Oceanography*, **20**, 860-879.
- Talley, L. D., 1996: Antarctic Intermediate Water in the South Atlantic. *The South Atlantic: Present and Past Circulation*, G. Wefer et al. Eds., Springer, 219–238.
- Tansley, C.E., e Marshall, D.P. 2001. On the dynamics of wind-driven circumpolar currents. *Journal of Physical Oceanography*, **31**, 3258–3273.
- Taylor, G.I., 1921: Diffusion by continuous movements, *Proc. London Math. Soc.*, **20**, 196–212.
- Tomczack, M., e S. Liefvink, 2005: Interannual variations of water mass properties and volumes in the Southern Ocean, *Journal of Atmospheric Science*, **10**, 31–42..
- Uchida, H., Imawaki, S., Hu, J.H., 1998. Comparison of Kuroshio surface velocity derived from satellite altimeter and drifting buoy data, *Journal of Physical Oceanography*, **54**, 115–122.

- Venegas, S. A., 2003: The Antarctic circumpolar waves: A combination of two signals?, *Journal of Climate*, **16**, 2509–2525.
- Warren, B. A., J. H. LaCasce, e P. E. Robbins, 1996: On the obscurantist physics of “form drag” in theorizing about the Circumpolar Current. *Journal of Physical Oceanography*, **26**, 2297–2301.
- Webb, D.J., e B.A. de Cuevas, 2006: On the fast response of the Southern Ocean to changes in the zonal wind, *Ocean Science Discussion*, **3**, 471–501.
- Williams, A., S. Bacon, e S. Cunningham, 2006: Variability of the Lower Circumpolar Deep Water in Drake Passage 1926–2004, *Geophysical Research Letters*, **33**, L03603.
- Wilkin, J.L., e R. Morrow, 1994: Eddy kinetic energy and momentum flux in the Southern Ocean: Comparison of the global eddy-resolving model with altimeter, drifter, and currentmeter data, *Journal of Geophysical Research*, **99**, 7903–7916.
- White, W. B., e R. Peterson, 1996: An Antarctic circumpolar wave in surface pressure, wind, temperature, and sea ice extent, *Nature*, **380**, 699–702.
- White, B.W., Chen S., e R.G. Peterson, 1998: The Antarctic Circumpolar Wave: A Beta Effect in Ocean–Atmosphere Coupling over the Southern Ocean, *Journal of Physical Oceanography*, **28**, 2345–2361.
- White, S.-C. Chen, R. J. Allan, e R.C. Stone, 2002: Positive feedbacks between the Antarctic Circumpolar Wave and the global El Niño–Southern Oscillation Wave, *Journal of Geophysical Research*, **107**, 3165, doi:10.1029/2000JC000581.
- White W.B., e I. Simmonds, 2006: Sea Surface temperature induced cyclogenesis in the Antarctic circumpolar wave, *Journal of Geophysical Research*, **111**, C08011, doi:10.1029/2004JC002395.
- Wijffels, S., E. Firing, e H. Bryden, 1994: Direct observations of the Ekman balance at 10°N in the Pacific, *Journal of Physical Oceanography*, **24**, 1666–1679.
- Withworth III, T., W.D. Nowlin, e S.J. Worley, 1982: The net transport of the Antarctic Circumpolar Current through Drake Passage, *Journal of Physical Oceanography*, **12**, 960–971.
- Whitworth III, T., 1983: Monitoring the transport of the Antarctic Circumpolar Current at Drake Passage. *Journal of Physical Oceanography*, **13**, 2045–2057.
- Whitworth III, T., e R.G. Peterson, 1985. Volume transport of the Antarctic Circumpolar Current from bottom pressure measurements, *Journal of Physical Oceanography*, **15**, 810–816.
- Whitworth III, T., e W. D. Nowlin Jr., 1987: Water masses and currents of the Southern Ocean at the Greenwich Meridian, *Journal of Geophysical Research*, **92**, 6462–6476.
- Whitworth III, T., Orsi, A.H., Kim, S.J., Nowlin Jr, W.D., e R.A. Locarnini, 1998: Water masses and mixing near the Antarctic slope front. Ocean, Ice, and Atmosphere: Interactions at the Antarctic Continental Margin, *Antarctic Research Series*, **75**, 1–27.
- Yuan, X.J., e D.G. Martinson, 2001: The Antarctic Dipole and its predictability, *Geophysical Research Letters*, **28** (18): 3609–3612.